

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : Optique et radiofréquences

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

François PARSY

Thèse dirigée par **Jean-Emmanuel BROQUIN**
et codirigée par **Elise GHIBAUDO**

préparée au sein de l'**Institut de Microélectronique,
Electromagnétisme et Photonique – Laboratoire
d'Hyperfréquences et Caractérisation**

dans l'**École Doctorale Electronique, Electrotechnique,
Automatisme et Traitement du Signal**

Contribution à l'intégration d'un isolateur optique sur verre :

Fonctions réciproques et non réciproques de contrôle de la polarisation

Thèse soutenue publiquement le **2 décembre 2013**
devant le jury composé de :

Pr. Anne VILCOT

Professeur des Universités à l'INPG, Grenoble, Président

Pr. Béatrice DAGENS

Directeur de Recherche à l'Université Paris-Sud, Paris, Rapporteur

Dr. Régis OROBTCHOUK

Maître de Conférences à l'INSA, Lyon, Rapporteur

Dr. François ROYER

Maître de Conférences à l'Université Jean Monet, Saint Etienne, Examineur

Dr. Elise GHIBAUDO

Maître de Conférences à l'Université Joseph Fourier, Grenoble, Directrice de thèse

Pr. Jean-Emmanuel BROQUIN

Professeur des Universités à l'INPG, Grenoble, Directeur de thèse



Remerciements

Je remercie tout d'abord Gérard Ghibaudo de m'avoir accueilli au sein du laboratoire IMEP-LaHC et de m'avoir permis de travailler dans de bonnes conditions matérielles.

Ensuite, je tiens à remercier les personnes qui ont accepté de faire partie de mon jury de soutenance. Ainsi, je remercie M^{me} Béatrice Dagens de l'université Paris-Sud et M Régis Orobitchouk de l'INSA de Lyon pour avoir accepté le rôle difficile de rapporteurs. Je les remercie également pour leurs questions stimulantes lors de la soutenance. Je remercie tout particulièrement M^{me} Anne Vilot de m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider ce jury. Je lui suis également reconnaissant de m'avoir donné l'occasion de dispenser les TD d'électromagnétisme et de l'aide précieuse pour la rédaction du dossier de qualifications.

Elise bien sûr, pour les coups de fil pendant tes congés mat', pour les rendez-vous du weekend dans les moments de rush, pour les répêts du samedi matin mais aussi pour le travail quotidien qui n'a pas dû être pas évident avec une tête de mule comme moi, merci. J'ai beaucoup appris de ton encadrement, tant au niveau humain qu'au niveau scientifique. Manu, pour ta pertinence scientifique et ton habilité politique, pour ta protection sans faille des doctorants, pour nos longues discussions technico-philosophiques et pour le pied gauche de Ribéry, merci.

Merci à François et Damien, les collaborateurs de St Etienne. Merci pour le café en arrivant, merci pour le temps passé sur les manips, les discussions pas toujours sérieuses et toutes les corrections. Evidemment, merci pour le super boulot de ces trois années et les résultats qui ont suivi. Je suis certain que cette collaboration continuera à bien fonctionner grâce à vous.

Je remercie Greg, le grand maître des salles de manip' pour sa présence et son efficacité. Toujours prêt à donner un coup de main. Tu nous charries pas mal mais c'est toujours pour notre bien, et on le sait. Aude, très impressionnante par sa capacité à tout gérer, vraiment, tout. Merci pour les machines qui fonctionnent quand on en a besoin, merci pour tes conseils en techno et le calme que tu sais apporter dans les moments de stress. Sans vous deux, il n'y aurait pas grand-chose d'autre que des simus dans nos manuscrits.

Je remercie vivement le personnel administratif du laboratoire : Anne et Chahla, Valérie, Annaïck et Dalhila et depuis peu Joëlle et Isabelle. Vous réussissez à être réactives et arrangeantes dans ces structures plutôt contraignantes, vous assurez ! Travailler avec vous a été un plaisir.

Je tiens à remercier également les personnes qui m'ont accepté dans leurs équipes d'enseignement : Anne, Nathalie, Julien et Davide, ainsi que tous les collègues avec qui j'ai travaillé à ces occasions.

Merci à tous les co-bureaux qui m'ont supporté aux cours de ces trois années (dans les deux sens du terme). Merci à Abderazak, Markus et Tapas. Merci à Fred pour me faire réviser régulièrement mon allemand. Merci à Hana pour tous les bons moments passés ensemble, les plus difficiles s'oublieront avec le temps. Merci à Carlos et Lucca pour les parties de foot à la nuit tombante. Merci à Mehdouch pour sa bonne humeur, ses petits gâteaux et son courage. Tout le monde n'ose pas affirmer ainsi aimer le nouveau Twilight. Merci à Jérôme pour les randos, les innombrables tasses de thé et les parties de bad. Vous gérez tous les deux, difficile de dire qui deviendra chef du bureau... Finalement, merci à Elsa pour ces trois années de thèse, 45° à gauche. Merci d'avoir partagé tes expériences, tes doutes et ton enthousiasme.

Je remercie pêle-mêle tous les collègues de l'IMEP-LaHC qui ont rendu cette période agréable à travers les discussions dans les couloirs ou en salle café : Vincent, Flora, Eva, Chuan-Lun, Xavier, Antoine, Nicolas et Quentin ; mais plus particulièrement les membres du groupe PHOTO : Guy, Marco, Bertrand, Armin, Thomas, Lionel, Davide, Sandie, Gerardo, Fabien et maintenant Elodie. Ce sont les interactions avec vous qui ont fait de ma thèse une expérience extraordinaire.

Je profite également de ces pages pour remercier mes anciens collègues et amis qui ont su me donner goût à la recherche : Laura et Chaitanya en premier lieu, puis Chris et Jon, mais aussi Yu-Ting, Renee, Kevin et Paul.

Merci à tous mes amis pour le temps passé avec eux hors du labo. Ces moments font intégralement partie de la thèse, même dans les périodes difficiles. Surtout dans les périodes difficiles. Merci à ma famille pour m'avoir encouragé et soutenu pendant ces longues années d'études. Je le sais bien, tout a commencé par des exercices sur des baignoires qui fuient et des jardins à tondre.

Finalement, merci à toi, ma petite Elsouch, pour avoir traversé cette épreuve à mes côtés. Il est difficile d'imaginer ce qu'aurait pu être la thèse sans toi et ton soutien. On en a vu tous les deux ces dernières années, et je suis certain qu'on en verra d'autres.

Introduction

Depuis la création du premier laser en 1960 par Theodore Maiman [1], la communauté scientifique dispose d'une source de lumière cohérente et monochromatique. Celle-ci a permis l'essor de nombreuses applications telles que l'interférométrie et les télécommunications optiques.

Afin d'exploiter au maximum les avantages de cette source lumineuse, il est nécessaire d'améliorer sa stabilité en l'isolant du milieu extérieur aux niveaux thermique, phonique et électromagnétique. L'isolateur optique intervient dans cette dernière catégorie, il protège la cavité résonnante contre les réflexions parasites sur les éléments extérieurs au laser. Pour ce faire, les isolateurs actuels exploitent la non-réciprocité des effets magnéto-optiques pour ne laisser passer la lumière que dans un sens.

Dans les isolateurs en volume, les effets magnéto-optiques sont générés dans des grenats de fer-yttrium (YIG) massifs. Ceux-ci présentent d'excellentes caractéristiques puisqu'ils induisent des non-réciprocités importantes et peu de pertes de propagation. Cependant, comme tous les composants de volume, ces isolateurs sont peu stables mécaniquement et requièrent un alignement précis. De plus, leurs taille et poids les rendent peu adaptés à une utilisation industrielle. L'optique intégrée apporte une solution à ces problèmes en intégrant les composants optiques de façon monolithique. Malgré les efforts technologiques fournis, la fonction d'isolation n'a pas encore été intégrée de façon satisfaisante en raison des difficultés de dépôt des matériaux magnéto-optiques. En effet, la fabrication de cristaux de YIG requiert des températures de recuit de l'ordre de 800 °C incompatibles avec le dépôt sur un substrat. Le travail que nous présentons dans ce document a pour but de surmonter ces difficultés, mais aussi de réaliser l'ensemble des fonctions passives nécessaires à la réalisation d'un isolateur optique.

Ce travail a été mené au sein de l'équipe Photonique TéraHertz et Optoélectronique de l'Institut de Microélectronique, Electromagnétique et Photonique – Laboratoire d'Hyperfréquences et Caractérisation (IMEP-LaHC) de Grenoble. Il se situe dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe de François Royer et Damien Jamon du Laboratoire Télécom Claude Chappe (LT2C) de Saint Etienne pour la partie magnéto-optique. Ce partenariat a débuté en 2008 dans le cadre du projet CIBLE financé par la région Rhône-Alpes. Il avait alors pour but la fabrication d'un convertisseur de mode magnéto-optique hybride sur des guides d'ondes réalisés par échange d'ions. Il se poursuit aujourd'hui avec ce projet d'isolation optique financé par un contrat CLUSTER de la région Rhône-Alpes également.

Le dispositif proposé est un isolateur optique réalisé grâce à la technologie d'échange d'ions sur verre. Le composant utilise le contrôle de la polarisation et est constitué de trois éléments : un séparateur de polarisation, un rotateur Faraday et un rotateur réciproque. Dans le premier chapitre, nous présentons l'isolateur optique de volume et ses applications, puis exposons les problèmes liés à l'intégration de ce composant ainsi que l'état de l'art des isolateurs intégrés. Après un bref historique de l'optique guidée, nous introduisons la technologie de l'échange d'ions sur verre et concluons par le cahier des charges et la présentation de notre configuration d'isolateur intégré.

Le chapitre deux est dédié aux outils et méthodes utilisés dans ce manuscrit. Nous débutons par les outils théoriques avec le détail des calculs d'inter-diffusion ionique et quelques rappels d'optique guidée, puis nous décrivons les logiciels de simulation utilisés pour le développement de nos composants. Dans une troisième partie, nous décrivons les procédés d'échange d'ions et d'enterrage sous champ permettant la fabrication des dispositifs avant de terminer par la présentation détaillée des techniques de caractérisation des composants d'optique guidée.

Le séparateur de polarisation est présenté dans le troisième chapitre. Nous avons choisi pour ce composant une structure de jonction Y asymétrique. Nous justifions ce choix en dressant un état de l'art des séparateurs puis décrivons le principe de fonctionnement des jonctions Y en tant que duplexeur de polarisation et le procédé de fabrication suivi. Pour terminer ce chapitre, nous présentons et discutons des résultats expérimentaux obtenus.

L'intégration du rotateur Faraday fait l'objet du quatrième chapitre. Dans le cadre de ce projet, nous avons opté pour une configuration d'interaction hybride avec le matériau magnéto-optique. Nous nous intéressons tout d'abord à l'aspect théorique de l'effet Faraday puis présentons le matériau utilisé. Dans la seconde partie, nous détaillons le procédé de réalisation du composant, déterminons les conditions de fonctionnement du rotateur avant de présenter nos derniers résultats expérimentaux et les perspectives d'amélioration de ceux-ci.

Le dernier chapitre présente les perspectives du projet. Il débute par la définition d'un rotateur de polarisation réciproque et un bref état de la recherche sur ces composants. Après une comparaison des différentes approches, nous présentons la configuration la plus appropriée à nos besoins, puis détaillons le procédé de fabrication que nous avons imaginé pour la réalisation du composant. Dans la dernière partie, nous posons les jalons de la fabrication d'un isolateur optique utilisant les composants que nous avons étudiés dans les sections précédentes.

Table des matières

Introduction	3
Table des matières	5
 Chapitre I. Isolateur optique	9
1 L'isolateur optique : applications et principe de fonctionnement	10
1.1 Contexte de l'étude : la stabilisation des sources laser	10
1.2 Principe de fonctionnement d'un isolateur en optique de volume	16
1.3 Isolateurs commercialisés	18
2 Intégration de l'isolateur optique	19
2.1 Problématique liée au confinement de la lumière	19
2.2 Etat de l'art des isolateurs intégrés	20
3 L'optique guidée	25
3.1 Historique : de la réflexion totale interne aux composants d'optique guidée	25
3.2 Optique intégrée sur verre	27
4 Approche empruntée	32
4.1 Cahier des charges	32
4.2 Conception de l'isolateur	32
 Chapitre II. Contrôle de polarisation dans un guide droit diffusé	35
1 Théorie de l'échange d'ions appliquée à l'optique intégrée	36
1.1 Principe du procédé d'échange d'ions	36
1.2 Rappels d'électromagnétisme guidé	41
2 Simulations	45
2.1 Simulation de la diffusion	45
2.2 Solveur de modes	47
2.3 Méthode du faisceau propagé	48
3 Réalisation	50

3.1	Echange d'ions thermique	50
3.2	Enterrage sous champ.....	51
3.3	Enchaînement d'étapes technologiques.....	53
3.4	Découpe, polissage.....	54
4	Caractérisation.....	54
4.1	Caractérisation des profils de modes	54
4.2	Analyse spectrale.....	56
4.3	Mesures en polarisation.....	57
4.4	Mesures de pertes	65
4.5	Mesures magnéto-optiques.....	67
Chapitre III. Séparateur de polarisations.....		73
1	Définition et état de l'art	74
1.1	Séparateurs à battement modal.....	75
1.2	Séparateurs à évolution de mode.....	77
1.3	Conclusion : choix de la structure	78
2	Principe de fonctionnement de la jonction Y asymétrique.....	80
2.1	Démonstration par la théorie des modes couplés	80
2.2	Application au cas du séparateur de polarisation	85
3	Principe de réalisation en optique intégrée sur verre.....	88
3.1	Conception d'un guide mono-polarisation	88
3.2	Conception d'un guide de surface à faible biréfringence.....	89
3.3	Mise en commun des deux branches : dimensionnement de la jonction.....	91
4	Réalisation.....	95
4.1	Problématique de la thermalisation	95
4.2	Procédé de fabrication optimal	96
5	Caractérisation.....	96
5.1	Tailles des modes	97
5.2	Mesures de diaphonie.....	98
5.3	Pertes	100

Chapitre IV.	Rotateur Faraday intégré	103
1	L'effet Faraday	104
1.1	Etude théorique en espace libre : l'approche newtonienne	104
1.2	Passage à l'optique guidée : la conversion de mode magnéto-optique	107
1.3	Approche expérimentale de l'effet Faraday guidé	110
2	Le rotateur Faraday hybride	120
2.1	Procédé de fabrication	120
2.2	Conditions de fonctionnement.....	121
2.3	Etude des paramètres de rotation Faraday dans la structure hybride.....	123
3	Résultats expérimentaux.....	130
3.1	Mesures de la rotation Faraday.....	131
3.2	Dépendance à la longueur d'onde	132
3.3	Mesures de pertes	133
	Perspectives	135
Chapitre V.	Perspectives du projet.....	139
1	Le rotateur réciproque intégré	140
1.1	Définition et performances recherchées	140
1.2	Etat de l'art	140
1.3	Le rotateur à évolution de mode en optique intégrée sur verre	144
1.4	Simulations du procédé d'enterrage	147
2	Intégration monolithique de l'isolateur	148
2.1	Finalisation différentes fonctions	149
2.2	Co-intégration des différents éléments de l'isolateur	149
	Conclusion générale	153
	Publications liées à ces travaux	155
	Bibliographie	156

Chapitre I. Isolateur optique

Sommaire

Introduction	9
1 L'isolateur optique : applications et principe de fonctionnement	10
1.1 Contexte de l'étude : la stabilisation des sources laser.....	10
1.2 Principe de fonctionnement d'un isolateur en optique de volume	16
1.3 Isolateurs commercialisés.....	18
2 Intégration de l'isolateur optique.....	19
2.1 Problématique liée au confinement de la lumière	19
2.2 Etat de l'art des isolateurs intégrés	20
3 L'optique guidée.....	25
3.1 Historique : de la réflexion totale interne aux composants d'optique guidée.....	25
3.2 Optique intégrée sur verre	27
4 Approche empruntée	32
4.1 Cahier des charges.....	32
4.2 Conception de l'isolateur.....	32
Conclusion.....	33

Introduction

Ce premier chapitre traite du contexte et des objectifs des travaux réalisés. Dans une première partie, nous présentons les isolateurs optiques et leur principe de fonctionnement avant de constater le manque actuel d'isolateurs intégrés sur le marché des dispositifs optiques et ce malgré une demande croissante. Nous établissons ensuite l'état de l'art dans ce domaine afin d'expliquer ce manque et justifions de cette façon la configuration que nous avons choisie pour nos travaux. Nous présentons finalement la technologie de l'échange d'ions avec laquelle nous avons travaillé et concluons en donnant le cahier des charges de notre projet.

1 L'isolateur optique : applications et principe de fonctionnement

Un isolateur optique est un composant permettant la propagation de la lumière dans un sens, le sens dit direct, et l'interdisant dans l'autre, le sens dit retour. Son application principale est la protection des sources lumineuses, et en particulier des sources laser, contre les réflexions parasites. Ces réflexions peuvent en effet entraîner des instabilités d'émission, voire un endommagement irréversible des dispositifs. Pour cette raison, les sources stables actuellement commercialisées intègrent pour la plupart un isolateur avant la sortie optique.

Afin de fixer le contexte de notre travail, nous commençons cette étude par la présentation du fonctionnement des sources laser en mettant en évidence leur sensibilité aux réflexions externes. Nous donnons ensuite un exemple d'application particulier dans le domaine de l'anémométrie laser, et détaillons le principe de fonctionnement des isolateurs optiques de volume. Dans les sections suivantes, nous analysons l'état de l'art des composants intégrés et fixons le cahier des charges de nos travaux en optique intégrée sur verre.

1.1 Contexte de l'étude : la stabilisation des sources laser

1.1.1 Le laser : un oscillateur optique

Un laser est constitué d'une cavité optique ayant en son sein un milieu à gain dont le principe physique est basé sur l'émission stimulée. Comme présenté sur la Figure I.1 (a), la cavité permet de multiplier le nombre de passages des photons dans le milieu amplificateur, imposant ainsi une rétroaction optique. De fait, un laser est un oscillateur optique pouvant être modélisé par un résonateur, dont le schéma de principe est représenté sur la Figure I.1 (b).

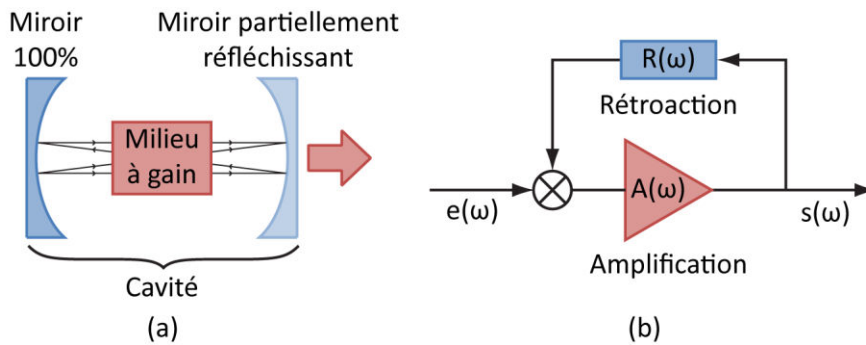


Figure I.1 – Parallèle entre un laser (a) et un résonateur (b)

La fonction de transfert $H(\omega)$ d'un résonateur est donnée en (I.1), où $A(\omega)$ et $R(\omega)$ sont les fonctions de transfert de l'amplificateur et de l'élément de rétroaction en fonction de ω , la pulsation.

$$H(\omega) = \frac{s(\omega)}{e(\omega)} = \frac{A(\omega)}{1 - R(\omega)A(\omega)} \quad (\text{I.1})$$

Un oscillateur est un résonateur auto-entretenu. Dans l'analogie proposée, l'oscillateur en régime établi correspond donc au résonateur lorsque le signal injecté $e(\omega)$ est nul. Dans ce cas, l'équation (I.1) implique que le signal de sortie $s(\omega)$ ne peut être différent de zéro que si le dénominateur de la fonction de transfert est nul. Cette condition peut être résumée par les équations suivantes :

$$\begin{cases} |R(\omega)| = \frac{1}{|A(\omega)|} \\ \arg(R(\omega)) + \arg(A(\omega)) = 2m\pi, \quad m \in \mathbb{Z} \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

La seconde équation impose la mise en phase des signaux lors d'un aller-retour dans la cavité, et ce faisant définit des fréquences de résonance pour l'oscillateur optique. Du fait de la très faible atténuation de puissance à chaque traversée de la cavité, le rayonnement laser possède une grande pureté spectrale. En effet, le facteur de qualité Q d'une résonance, défini en (I.3), lie le facteur d'atténuation α , la pulsation de résonance ω_r et la largeur de bande de résonance $\Delta\omega_r$.

$$Q = \frac{\omega_r}{2\alpha} = \frac{\omega_r}{\Delta\omega_r} \quad (\text{I.3})$$

Le Tableau I.1 présente les facteurs de qualité de quelques objets physiques résonants. Celui du rayonnement laser est particulièrement élevé, ce qui le rend attractif dans les applications nécessitant une grande cohérence temporelle des faisceaux utilisés. C'est le cas notamment de l'interférométrie et des télécommunications optiques dont l'invention du laser a permis l'essor. En effet, les communications sur fibres employées à l'heure actuelle utilisent le multiplexage en longueur d'onde dense ou ultra-dense (DWDM ou UDWDM) tant au niveau urbain qu'au niveau transcontinental [2]. Ces technologies permettent la transmission simultanée de plus de 160 signaux sur une unique fibre optique. Pour cela, les signaux sont transmis à des longueurs d'ondes espacées de 0,1 nm (12,5 GHz), ce qui nécessite une grande cohérence spatio-temporelle, de même qu'une grande stabilité des rayonnements utilisés.

Objet physique	Ordre de grandeur du facteur de qualité
Circuit RLC	10^2
Ondes sismiques dans le granite	10^3
Résonance d'une cavité micro-onde	10^5
Vibrations d'un quartz de montre	10^5
Rayonnement laser	10^{10}

Tableau I.1 – Facteurs de qualité de différents phénomènes physiques oscillants

1.1.2 Sensibilité du laser aux réflexions parasites

En tant que conditions d'émission du système, les équations (I.2) mettent en avant la fragilité de l'émission d'un oscillateur face aux instabilités de l'amplificateur et de la boucle de rétroaction. Dans le cas du laser, les principales causes d'instabilités proviennent de la cavité optique : les vibrations des miroirs et les variations de température sont à l'origine de déphasages dans la cavité impliquant un élargissement spectral, et par conséquent une baisse de la cohérence de la lumière émise. Pour lutter contre ce type d'instabilités, les stratégies les plus fréquemment utilisées consistent à contrôler la température de la source laser et à l'isoler des vibrations de l'environnement grâce à des coussins d'air.

Cependant, des réflexions et rétrodiffusions sur les éléments optiques extérieurs au laser peuvent créer l'équivalent d'une seconde cavité optique dite externe à l'origine d'autres instabilités de l'émission. En 1986, Tkach et Chraplyvy ont étudié les régimes de fonctionnement des diodes laser monomodes dans les directions transverses et longitudinales [3]. Leurs travaux ont abouti à l'identification de cinq régimes en fonction du niveau de rétroaction extérieure η , rapport de puissance entre l'émission du laser et la réflexion de la cavité externe. Les limites entre ces régimes sont représentées sur la Figure I.2 en fonction de la longueur de la cavité externe qui est alors équivalente à un déphasage du signal réfléchi.

Il faut d'abord noter que dans chaque régime de perturbation, l'émission du laser est modifiée. Dans les régimes III et V du graphique, l'émission est mono-fréquence et indépendante de la phase du signal réfléchi. Cette rétroaction est donc bénéfique à la stabilité. Le régime IV est appelé régime d'effondrement de cohérence et est caractérisé par un élargissement spectral de l'ordre de plusieurs dizaines de GHz. Dans le régime II qui pourtant correspond à des rétroactions de l'ordre de $\eta = -45$ dB, l'émission est caractérisée par la présence de deux longueurs d'ondes d'émission régies par la cavité externe. Le régime I provoque quant à lui des élargissements et des rétrécissements de la largeur spectrale en fonction de la phase du signal réfléchi.

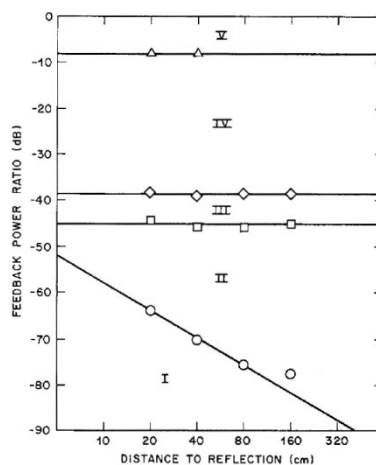


Figure I.2 – Frontières entre les régimes de rétroaction optique extérieure à la cavité laser selon [3]

Hormis pour certaines applications particulières pour lesquelles on cherche à exploiter les rétroactions extérieures [4], les réflexions externes au laser sont généralement évitées afin de stabiliser l'émission. Comme représenté sur la Figure I.3, le positionnement d'un isolateur optique à la sortie d'une source laser permet de s'affranchir des réflexions parasites et donc d'augmenter la stabilité du rayonnement, tant en longueur d'onde qu'en intensité. Dans la partie suivante, nous présentons une application particulière de l'isolateur optique dans le cadre de la stabilisation d'une source laser : l'anémomètre laser à effet Doppler.

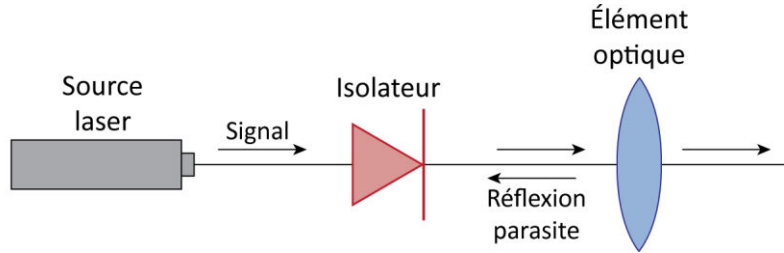


Figure I.3 – Schéma de principe de la protection d'une source par un isolateur

1.1.3 Exemple d'application nécessitant un isolateur optique : le LIDAR

Un anémomètre est un appareil permettant la mesure de la vitesse du vent. Par extension, il permet également de déterminer la vitesse relative d'un aéronef au sein d'une masse d'air. Cette valeur influe directement sur la force de portance, elle fait donc partie des données essentielles au pilotage d'un avion. L'anémomètre présenté ici est un LIDAR, acronyme anglais signifiant Détection et Mesure de distances par Ondes Lumineuses, par analogie au RADAR utilisant les ondes radio. Il s'agit d'un système d'anémométrie laser basé sur l'effet Doppler optique.

Ces dispositifs émettent une onde lumineuse cohérente et détectent la variation de fréquence Δf_D subie par celle-ci une fois réfléchi sur les particules d'air environnant. Cette variation dépend de la vitesse longitudinale V_{long} de la particule via l'effet Doppler-Fizeau. Elle est donnée par la relation (I.4), où λ est la longueur d'onde du signal.

$$\Delta f_D = \frac{2V_{long}}{\lambda} \quad (I.4)$$

Cette configuration d'anémomètre a été adoptée dans le cadre des projets européens NESLIE et DANIELA mettant en collaboration différents acteurs du secteur aéronautique (Thalès Avionics, EADS, Airbus, Dassault et NLR) et du secteur de l'optique (Teem Photonics et l'IMEP-LaHC). La Figure I.4 présente le schéma fonctionnel du dispositif utilisé. Le module injecteur est constitué d'une diode laser pompant le milieu amplificateur du laser signal. Un isolateur optique protège le dispositif émetteur contre les réflexions parasites et le démultiplexeur sépare la fréquence de pompe résiduelle de la fréquence signal f_L .

Le rayon lumineux résultant est ensuite séparé pour former le faisceau sonde d'une part, et la référence de l'interféromètre de l'autre. Le faisceau sonde passe par un circulateur et est focalisé hors de l'avion afin d'être rétrodiffusé sur les particules de la masse d'air dans laquelle se déplace l'avion. Une partie de ce signal est réfléchi et subit la variation de fréquence Δf_D , elle est ensuite collectée et envoyée par le circulateur vers l'interféromètre où elle est comparée à la référence. L'onde à la fréquence Doppler résultante est ensuite convertie en signal électrique. Elle est filtrée, amplifiée et convertie en signal analogique afin d'être affichée sur le tableau de bord de l'avion.

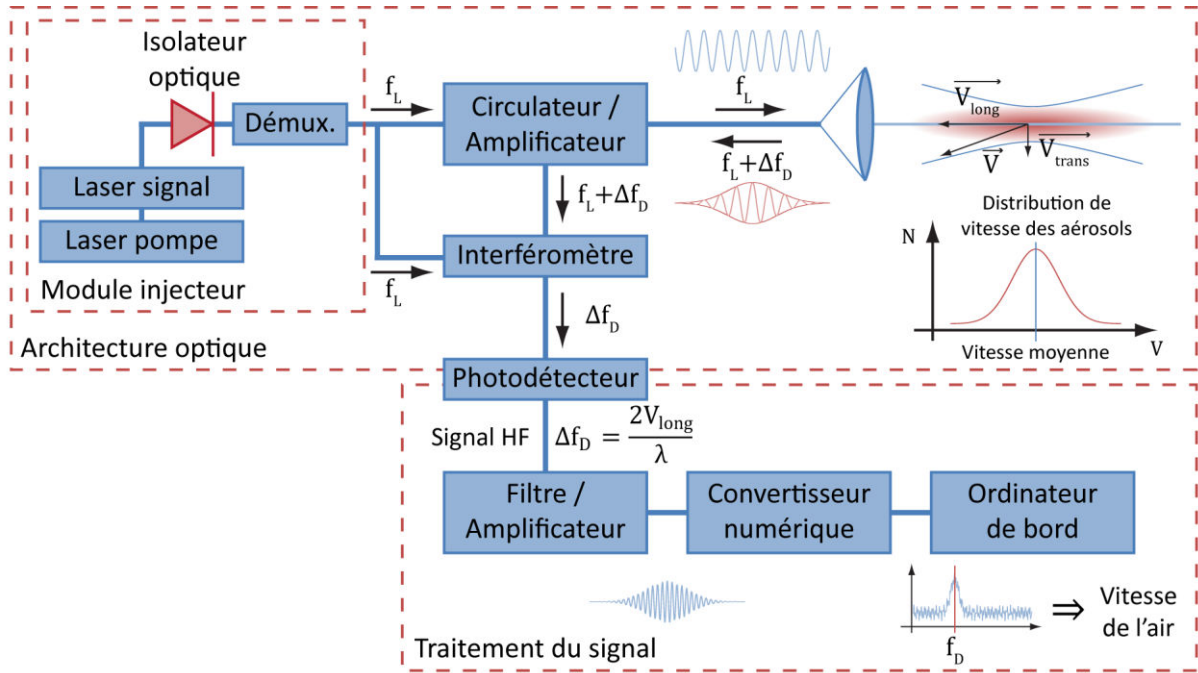


Figure I.4 – Schéma fonctionnel du LIDAR dans le cadre du projet NESLIE

Les spécifications du module injecteur sont données dans le Tableau I.2. La longueur d'onde de travail de $1,55 \mu\text{m}$ permet une utilisation eye-safe lors des atterrissages et décollages malgré une puissance amplifiée de l'ordre du Watt pour le faisceau de sonde. Le respect de ces caractéristiques autorise une vitesse minimale détectable de 4 m.s^{-1} avec une résolution l'ordre de $0,15 \text{ m.s}^{-1}$ [5].

Caractéristique	Spécification
Température de fonctionnement	Entre -20°C et 50°C
Puissance en sortie	$> 10 \text{ mW}$
Longueur d'onde	Entre $1,53 \mu\text{m}$ et $1,56 \mu\text{m}$
Largeur de raie	$< 200 \text{ kHz}$
Bruit d'intensité relatif	$< -140 \text{ dB/Hz}$ pour $f > 5 \text{ MHz}$
Stabilité en puissance	$> -10 \text{ dB}$

Tableau I.2 – Spécifications du module injecteur pour le projet NESLIE

L'isolateur optique représenté sur la Figure I.4 joue un rôle crucial dans la chaîne de mesure puisqu'il stabilise le laser en puissance et en longueur d'onde. Il participe également à la finesse spectrale du module injecteur et diminue le bruit d'intensité. Comme on le voit sur la Figure I.5, dans le cadre des projets évoqués ci-dessus, l'isolateur utilisé était un composant commercial réalisé en optique de volume et connecté par des fibres au reste du dispositif. En plus d'être encombrants, les composants de volume sont relativement mal adaptés à une utilisation dans l'avionique en raison des fortes vibrations de l'environnement pouvant provoquer des désalignements. C'est pourquoi un laser signal intégré a été choisi pour ce projet.

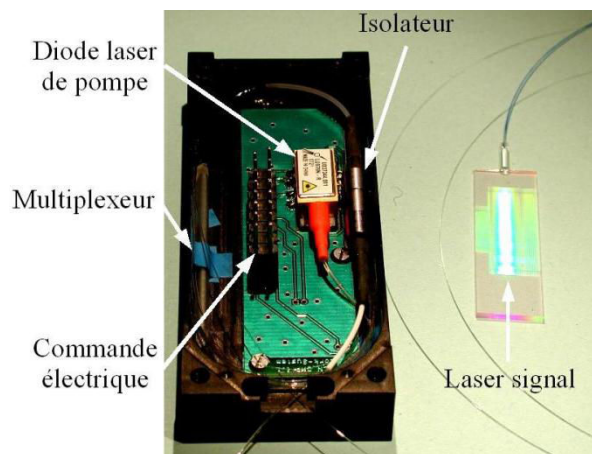


Figure I.5 – Module injecteur développé dans le cadre du projet NESLIE

A terme, les acteurs de ces projets souhaitent intégrer l'ensemble des éléments du module injecteur. Le premier élément est le laser signal visible sur la Figure I.5. Celui-ci a été réalisé à l'IMEP-LaHC en 2009 [5], il s'agit d'un laser à réseau de Bragg distribué (DFB) réalisé sur substrat de verre dopé Erbium-Ytterbium.

Un démultiplexeur en longueur d'onde a été réalisé par Lydie Onestas durant sa thèse soutenue en 2010 à l'IMEP-LaHC [6]. Dans l'approche empruntée, la fonction est intégrée sous la forme d'une jonction Y asymétrique verticale. Le composant final présente des diaphonies de 21 dB et 44 dB aux longueurs d'ondes de pompe et de signal. L'hybridation d'un module de pompe sur un substrat de verre a quant à elle été réalisée durant la thèse de Thomas Nappes sous la forme d'un double épanouisseur adiabatique, celui-ci est couplé à un réseau de Bragg pour le verrouillage modal de la diode de pompe [4].

Le dernier composant du module injecteur est l'isolateur optique dont l'intégration est le sujet de ce travail. Avant d'introduire les objectifs de notre étude, nous présentons dans les sections suivantes les isolateurs actuellement produits dans l'industrie, à savoir les isolateurs de volume. Nous présentons leur principe de fonctionnement et les caractéristiques des composants disponibles dans le commerce. Nous expliquons ensuite les difficultés rencontrées pour leur intégration, pour finir par dresser un état de la recherche sur les isolateurs intégrés.

1.2 Principe de fonctionnement d'un isolateur en optique de volume

Le fonctionnement d'un isolateur en optique de volume est basé sur le contrôle de la polarisation de la lumière. Nous donnons donc en premier lieu une définition de la polarisation et du phénomène de biréfringence avant d'expliquer le principe de fonctionnement du dispositif.

1.2.1 Polarisation de la lumière cohérente

Les ondes électromagnétiques telles que la lumière sont composées d'un champ électrique \vec{E} et d'un champ magnétique \vec{B} . Ce sont donc des ondes vectorielles, et en tant que telles, elles sont entre autres décrites par leur polarisation, c'est-à-dire par la trace temporelle des oscillations du vecteur champ électrique au cours de la propagation. Nous nous focalisons ici sur le cas des ondes planes, pour lesquelles la polarisation est transverse à la direction de propagation.

Lorsque la lumière est incohérente, comme c'est le cas de la lumière émise par les lampes à incandescence, la polarisation est dite aléatoire et présente la forme d'un disque. Dans le cas où l'émission est cohérente, les différents états de polarisation possibles sont représentés sur la Figure I.6. On distingue : (a) la polarisation elliptique, dans le cas où la polarisation décrit une ellipse, (b) la polarisation circulaire, dans le cas où elle décrit un cercle, et (c) la polarisation rectiligne, si le champ électrique oscille de façon sinusoïdale le long d'un segment.

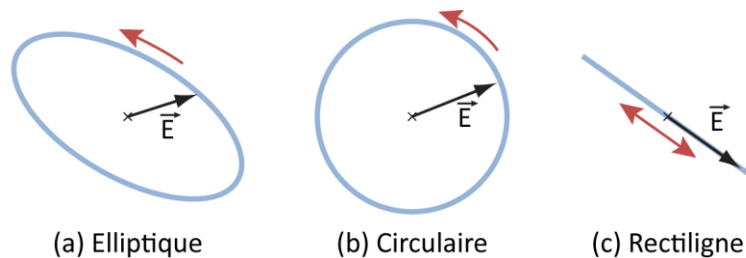


Figure I.6 – États de polarisation possibles de la lumière cohérente

L'indice de réfraction est une quantité qui caractérise la réponse d'un milieu à une excitation électromagnétique périodique, il dépend de la polarisabilité des atomes constituant le milieu et de sa densité. Cette grandeur peut être anisotrope en raison de contraintes mécaniques ou de la configuration cristalline du matériau : on parle alors de biréfringence. Ce phénomène implique des variations de vitesse de propagation de la lumière dans le milieu en fonction de l'orientation de sa polarisation. Dans le cas d'un milieu isotrope, l'état de polarisation de la lumière est constant au cours de la propagation. En revanche, si le milieu est biréfringent, la différence de vitesse de propagation génère une déformation de l'ellipse de polarisation.

Par extension, le terme de biréfringence désigne également la différence d'indice entre deux ondes traversant un milieu biréfringent dans des états de polarisation différents.

1.2.2 Un composant en polarisation

Le fonctionnement d'un isolateur en optique de volume est basé sur le contrôle de la polarisation de la lumière. Il nécessite donc de pouvoir filtrer et contrôler l'orientation de la polarisation de cette dernière. Comme représenté sur la Figure I.7, le dispositif générique comprend deux filtres de polarisation linéaires ne laissant passer qu'une composante rectiligne de la polarisation d'entrée. Entre ces deux filtres est placé un rotateur de polarisation à 45° non réciproque. Ce dernier fait usage de la rotation Faraday, un effet magnéto-optique se traduisant par une rotation non réciproque de la polarisation de la lumière en présence d'un champ magnétique longitudinal. Ces composants nécessitent donc la présence d'un aimant, leur théorie sera détaillée dans le chapitre IV de ce document.

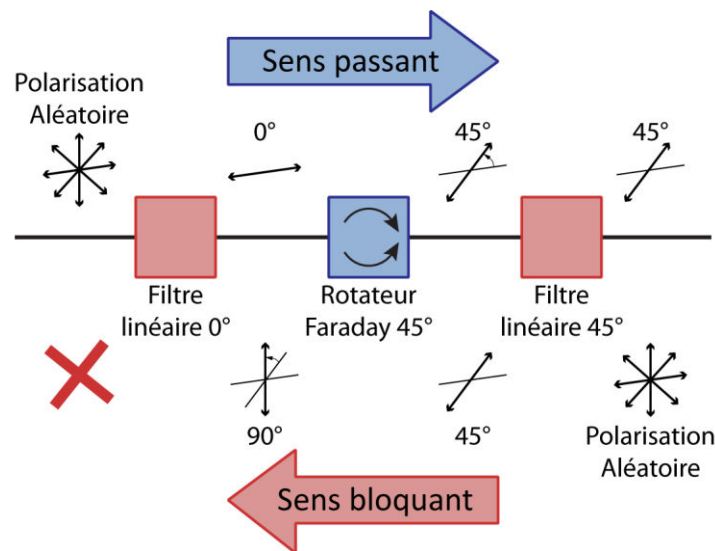


Figure I.7 – Principe de fonctionnement en polarisation d'un isolateur optique

Dans le sens direct, figuré de gauche à droite sur la Figure I.7, la lumière passe d'abord par le premier filtre d'où elle ressort avec une polarisation linéaire horizontale. Le rotateur Faraday tourne ensuite la polarisation de 45° de sorte que la lumière soit transmise par le second filtre. L'isolateur est donc passant dans ce sens. Dans le sens retour, l'angle de polarisation est d'abord fixé à 45° par le filtre linéaire, puis il tourne dans le rotateur Faraday jusqu'à atteindre 90° et la propagation est arrêtée par le second filtre. La lumière n'est pas transmise dans ce sens et l'isolateur est bloquant.

La diversité des technologies disponibles pour chaque élément du montage permet de réaliser des composants de volume aux caractéristiques variées : encombrement, connectique, gamme de puissance et de longueur d'onde de fonctionnement, dépendance ou non à la polarisation incidente et taux d'isolation minimal. Tous cependant utilisent le principe de fonctionnement présenté ci-dessus. Le paragraphe suivant décrit les principaux types d'isolateurs commercialisés ainsi que les technologies employées pour leurs réalisations.

1.3 Isolateurs commercialisés

Les isolateurs optiques sont produits industriellement depuis de nombreuses années. On trouve dans le commerce des isolateurs pour l'optique en espace libre ainsi que des isolateurs fibrés. Les rotateurs Faraday utilisés dans ces composants sont généralement des grenats de fer-yttrium (YIG) placé dans le champ magnétique d'un aimant permanent au néodyme. Les procédés de fabrication actuels du YIG permettant des pertes linéiques très faibles, ces composants présentent des pertes d'insertion inférieures au dB.



Figure I.8 – Exemple d'isolateur de volume

Référence	IO-2,5-1550 HP
Type	Espace libre, λ ajustable
Longueur d'onde	1550 nm
Bande passante	17 nm
Spectre d'ajustement	1510 - 1590 nm
Connecteurs	/
Pertes d'insertion	< 0,09 dB
Isolation max. (min.)	42 dB (38 dB)
Puissance max.	25 W/cm
Polarisation	Dépendant
Dimensions monté (L/l/h)	4 cm/1,6 cm/2,5 cm
Coût TTC	957 €



Figure I.9 – Exemple d'isolateur fibré

Référence	IO-F-1550 APC
Type	Fibré
Longueur d'onde	1550 nm
Bande passante	40 nm
Spectre d'ajustement	/
Connecteurs	APC, fibre SMF-28
Pertes d'insertion	< 0,97 dB
Isolation max. (min.)	38 dB (32 dB)
Puissance max.	5 W
Polarisation	Dépendance < 0,15 dB
Dimensions monté (L/l/h)	12,4 cm/1,8 cm/1,8 cm
Coût TTC	1122 €

Tableau I.3 – Comparaison d'un isolateur de volume et d'un isolateur fibré commerciaux

L'isolateur d'espace libre de la Figure I.8 suit rigoureusement la configuration de la Figure I.7. Les filtres en entrée et en sortie du composant sont des filtres à absorption, ce qui limite l'utilisation de ces composants à une seule polarisation incidente. L'ajustement en longueur d'onde est obtenu en tournant le polariseur de sortie afin de compenser la dépendance en longueur d'onde de la rotation Faraday. Les composants d'espace libre présentent des taux d'isolation importants mais sont sensibles à l'alignement, et par conséquent aux vibrations de l'environnement. De ce fait, ils sont peu adaptés à une utilisation industrielle et trouvent leurs applications sur les bancs optiques des laboratoires de recherche où les conditions d'utilisation peuvent être maîtrisées.

La solution fibrée présentée sur la Figure I.9 est équivalente à l'isolateur utilisé pour le projet NESLIE (voir Figure I.5). L'un des avantages de cette configuration est son indépendance à la polarisation incidente, ceci est obtenu grâce à l'utilisation de lames en coin biréfringentes en tant que filtres de polarisation spatiaux. Cette configuration, décrite pour la première fois par M. Shirasaki en 1982 [7], constitue l'essentiel du marché des isolateurs insensibles à la polarisation. Elle utilise des éléments de micro-optique, il ne s'agit donc pas à proprement parler d'un isolateur sur fibre, mais bien d'un isolateur de volume fibré. Les composants sont assemblés et pré-alignés en usine et leur insertion dans les réseaux de télécommunication optique est par conséquent commode. En revanche, ils sont en général plus coûteux à performances équivalentes que leurs homologues de volume et leur encombrement reste conséquent.

Les problèmes de stabilité mécanique, d'alignement et de compacité sont récurrents en optique de volume. Depuis 1970, les progrès de l'optique intégrée apportent des solutions adaptées à ces difficultés : les composants intégrés présentent de faibles dimensions et sont monolithiques, ils sont donc auto-alignés et stables face aux vibrations du milieu. Comme pour la majorité des autres fonctions, les recherches menées actuellement sur les isolateurs visent l'intégration des composants.

Nous présentons dans la partie suivante les problématiques liées à l'intégration des différents éléments de la Figure I.7 et les solutions apportées à ces problèmes au cours des dernières années. Au vu de la comparaison de ces solutions, nous opterons pour l'une des configurations d'isolateur et présenterons la technologie développée au laboratoire avant de fixer notre cahier des charges.

2 Intégration de l'isolateur optique

2.1 Problématique liée au confinement de la lumière

En configuration guidée planaire, les ondes électromagnétiques propagées par la structure se décomposent sur deux états propres de polarisation linéaire bien définis. Ainsi, comme représenté sur la Figure I.10, le mode dit Transverse Electrique, ou TE, correspond à un champ électrique oscillant parallèlement à la surface du substrat, tandis que le mode dit Transverse Magnétique, ou TM, correspond à des oscillations du champ électrique perpendiculaires à la surface du substrat. Nous détaillerons les descriptions théoriques concernant la polarisation dans le chapitre II, section 1.1.2.

Ces modes de polarisation forment une base orthogonale de l'espace de polarisation et possèdent des constantes de propagation a priori différentes du fait de la biréfringence. Celle-ci est alors qualifiée de modale. En pratique, cela implique que la polarisation d'une onde d'espace libre entrant dans un milieu guidé est projetée sur la base des axes propres du guide avec ses termes d'amplitude et de phase, chaque composante se propageant ensuite indépendamment dans la structure avec une constante de perte et une constante de phase propres.

Dans le cas de matériaux présentant une biréfringence intrinsèque faible, la position des axes de polarisation est déterminée par les symétries du profil d'indice transverse de la structure. En effet, les axes propres d'un guide ruban comme celui de la Figure I.10 (a) sont perpendiculaire et parallèle à la surface. Le guide de la partie (b) est un guide diffusé incliné à 45° au sein d'un substrat infini, ses axes de polarisation sont également inclinés de 45° car ils respectent la symétrie de la structure.

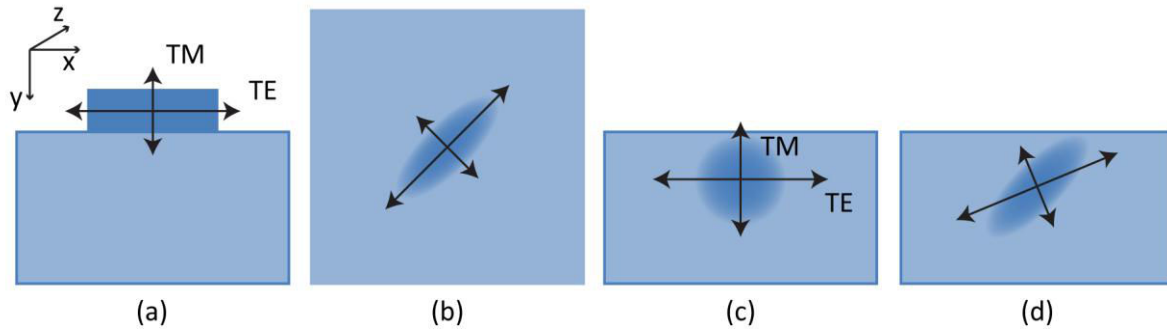


Figure I.10 – Représentation des axes de polarisation dans différentes structures guidantes

Dans le cas d'un guide de surface, comme c'est le cas général des guides d'optique intégrée, les interfaces avec l'air jouent un rôle important dans la position des axes de polarisation. En effet, dans la mesure où les modes guidés interagissent avec elles, ces interfaces font partie du profil d'indice de réfraction. Ainsi, même pour un guide parfaitement circulaire comme celui de la Figure I.10 (c), les axes propres sont respectivement parallèle et perpendiculaire à la surface de l'échantillon en raison de la proximité de la surface. On les appelle alors axe TE et axe TM. Pour le guide de la Figure I.10 (d) en revanche, il y a compétition entre les axes de symétrie du guide et la proximité de la surface. L'inclinaison des axes propres du guide dépend des indices du substrat, du guide et de l'air.

Pour cette raison, il est difficile d'intégrer un guide dont les axes de polarisation sont inclinés d'un angle précis. A fortiori, l'intégration d'un filtre de polarisation linéaire orienté à 45° comme celui de la Figure I.7 est particulièrement complexe en comparaison d'un filtre horizontal (TE) ou vertical (TM) [8][9][10]. Par conséquent, le principe de fonctionnement de l'isolateur de volume n'est pas directement transposable à l'optique intégrée. Des concepts alternatifs sont donc nécessaires pour l'intégration d'un isolateur optique. Ils font l'objet de la prochaine section dans laquelle nous dressons un état de la recherche sur les isolateurs intégrés.

2.2 Etat de l'art des isolateurs intégrés

Deux voies d'intégration de l'isolateur ont été principalement développées jusqu'à aujourd'hui. On trouve d'une part les isolateurs à rotation, dont le principe de fonctionnement dérive directement des isolateurs de volume, et d'autre part les isolateurs à déphasage, qui reposent sur l'utilisation d'un déphasage non réciproque entre les deux polarisations. Ces deux axes de recherche seront détaillés dans les parties 2.2.1 et 2.2.2 de cette section ; d'autres structures d'isolateur ont également été étudiées, elles sont abordées dans la partie 2.2.3.

2.2.1 Isolateurs intégrés à rotation

Le principe de fonctionnement des isolateurs intégrés à rotation est décrit sur la Figure I.11. En plus des éléments présents dans l'isolateur de volume de la Figure I.7, ces dispositifs comprennent un rotateur réciproque à 45° permettant de substituer un filtre TE au filtre linéaire à 45° . Dans le sens direct, les effets des deux rotateurs se compensent de sorte que la lumière soit à nouveau polarisée TE à l'entrée du second filtre et puisse être transmise. Dans le sens retour, leurs effets s'additionnent et la lumière, alors polarisée TM, est bloquée par le filtre de sortie.

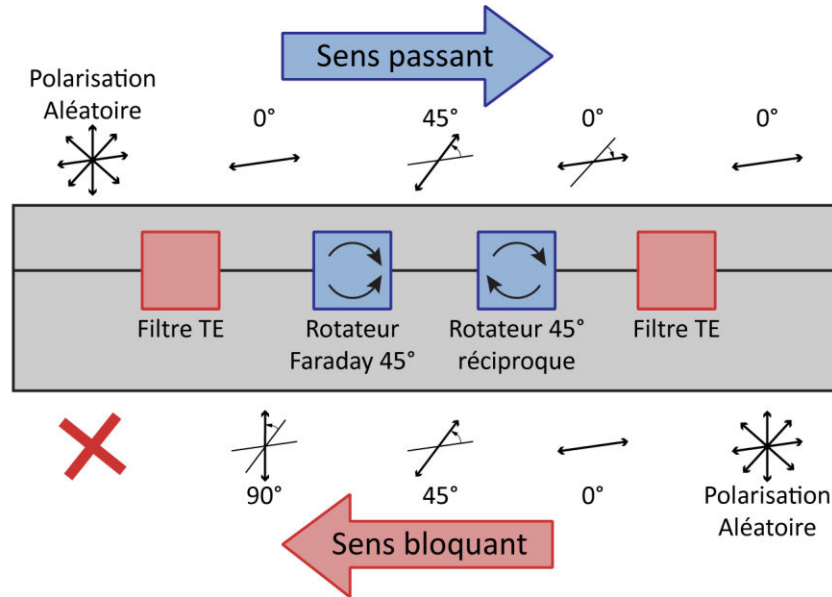


Figure I.11 – Principe de fonctionnement d'un isolateur intégré à rotation

Le premier isolateur intégré a été réalisé dans cette configuration par Castera et al. en 1977 [9] dans des guides plans de grenat de fer-yttrium (YIG) sur un substrat de grenat de gadolinium-gallium (GGG). Dans cette configuration, la lumière n'est pas confinée latéralement et le couplage dans et hors du guide plan est réalisé à l'aide de prismes. Pour cette réalisation, les filtres de polarisation sont des films métalliques absorbant préférentiellement les modes TM et la rotation réciproque est obtenue par effet Cotton-Mouton. Cet effet traduit la biréfringence induite par l'application d'un champ magnétique transverse à la propagation. Les auteurs n'ont pas mesuré le taux d'isolation obtenu lors de cette première expérience, mais les graphiques de transmission publiés en fonction du temps (sans unité) permettent d'affirmer que le composant présente des pertes plus importantes dans le sens de retour que dans le sens aller.

Plusieurs isolateurs basés sur ce type de structure ont été réalisés depuis le modèle de Castera. Les premiers furent implémentés de façon très similaire à celui-ci, utilisant également des guides plans malgré les fortes pertes engendrées par ceux-ci [11]. Par la suite, d'autres équipes ont utilisé un confinement à deux dimensions et une conversion non réciproque vers un mode de polarisation d'ordre supérieur [12], puis vers un mode radiatif [13].

Le record d'isolation est détenu par Sugimoto depuis 1996 avec 26 dB sur la bande spectrale 1,50-1,57 μm [14]. Dans cette configuration, le rotateur Faraday est intégré dans un cristal de YIG sur lequel a été collé un aimant permanent. Des éléments de micro-optique sont insérés dans des fentes gravées dans le substrat pour réaliser les autres fonctions : les filtres sont des polariseurs commerciaux et le rotateur réciproque une lame de polyimide. Il s'agit donc d'une intégration partielle de l'isolateur.

2.2.2 Isolateurs intégrés à déphasage

La structure de ces isolateurs a été proposée par Okamura en 1984 [15]. Ils sont constitués d'un interféromètre de Mach-Zehnder en sortie duquel les ondes polarisées interfèrent de façon constructive ou destructive en fonction du sens de propagation. Comme représenté sur la Figure I.12, chaque bras de l'interféromètre supporte un déphaseur non réciproque dont le signe du déphasage change en fonction du sens de propagation, l'un des deux supporte en outre une lame quart d'onde provoquant un déphasage réciproque de $\pi/2$. Lorsque la lumière se propage de gauche à droite, les deux bras accumulent une phase de $\pi/4$, les ondes sont donc en phase et interfèrent constructivement : c'est le sens passant. De droite à gauche en revanche, le bras inférieur acquiert une phase de $-\pi/4$ tandis que le bras supérieur accumule une phase de $3\pi/4$. Les ondes sont donc en opposition de phase et interfèrent destructivement : c'est le sens bloquant.

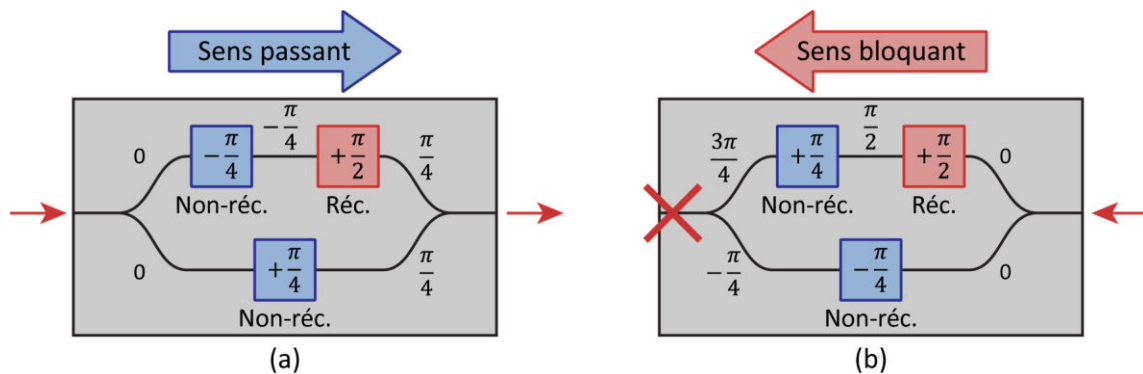


Figure I.12 – Principe de fonctionnement d'un isolateur intégré à déphasage
(a) Sens direct (b) Sens retour

Les déphasages non réciproques sont issus d'effets magnéto-optiques qui dépendent de l'état de polarisation de la lumière, c'est pourquoi les différentes réalisations de ce type de structure ne traitent qu'une polarisation : TM [16][17][18] ou TE [19][20].

La réalisation la plus aboutie sur ce type de structures date de 2013 avec le dispositif de Sobu [21] qui fonctionne en mode TM uniquement. La partie magnéto-optique de ce composant a été réalisée par collage moléculaire d'une couche de Ce:YIG sur un substrat de GaInAsP, l'équipe reporte un taux d'isolation maximale de 28,3 dB à une longueur d'onde de 1558 nm. En raison de l'aspect résonnant de ces composants, leur bande passante se réduit cependant à quelques dixièmes de nanomètre. Le dispositif réalisé intègre de surcroît un convertisseur de mode réduisant les pertes de couplage avec les fibres optiques, pour des pertes d'insertion mesurées de -15 dB.

2.2.3 Autres types d'isolateurs intégrés

Des guides d'ondes actifs ont été étudiés pour l'isolation de lasers à semi-conducteurs intégrés. Dans ces dispositifs, une absorption non réciproque dans un matériau métallique est provoquée pour les modes TM par effet Kerr magnéto-optique [22][23]. Ces pertes sont partiellement compensées de façon réciproque par l'amplification du matériau actif. Shimizu et al. ont reporté une isolation de 14,7 dB/mm dans un guide d'ondes de 0,7 mm, pour des pertes d'insertion de 14,1 dB/mm [24]. L'inconvénient majeur de ce type de composant réside dans la partie active puisqu'il nécessite un courant de fonctionnement de 100 mA, alors que les autres technologies présentées jusqu'ici ne nécessitent pas d'apport d'énergie.

Bi et al. ont présenté un isolateur sur silicium constitué d'un résonateur en anneau partiellement recouvert d'une couche de YIG [25][26]. L'application d'un champ magnétique sur la structure implique un décalage de la fréquence de résonance pour le mode TM dépendant du sens de propagation de la lumière. La longueur du composant final est inférieure à 300 μm pour un taux d'isolation maximal de 19,5 dB. En contrepartie, la bande passante à 15 dB du composant est de l'ordre du centième de nanomètre, et les pertes par insertion dans le sens passant sont de 18 dB.

En 2009, Yu et Fan ont suggéré une approche de l'isolation permettant de s'affranchir de l'utilisation d'un matériau magnéto-optique [27]. Pour ce faire, ils proposent une modulation spatio-temporelle de l'indice de réfraction du guide d'ondes générant un couplage non réciproque vers un mode d'ordre supérieur. Un filtrage de ce mode est ensuite nécessaire pour obtenir l'isolation. Un composant sur substrat de silicium fonctionnant d'après ce principe a été publié dans la revue Science en 2011 [28]. La modulation est implémentée grâce à un dépôt périodique de forme sinusoïdale d'une double couche chrome/germanium possédant un indice complexe. Les auteurs observent un couplage non réciproque vers le mode 1, mais n'indiquent pas le taux de conversion obtenu.

2.2.4 Comparaison des différentes approches

Le Tableau I.4 résume les principales réalisations des isolateurs intégrés jusqu'à présent, ainsi que leurs caractéristiques. L'état de l'art que nous venons de résumer nous permet d'affirmer qu'aujourd'hui encore, les isolateurs optiques intégrés ne rivalisent pas avec leurs homologues de volume. En effet, on observe dans chaque structure des pertes d'insertion élevées, et l'indépendance à la polarisation incidente n'a pas été observée à notre connaissance.

Type d'isolation	Isolation mesurée (dB)	Pertes d'insertion (dB)	λ , bande passante (μm)	Dépendance à la polarisation	Réf.
Rotation	12	9	1,150	Oui	[11]
Rotation	24	/	1,550	Oui	[12]
Rotation	26	/	1,500-1,570	Oui	[14]
Déphasage	17	16	1,490-1,570	Oui	[17]
Déphasage	21	45	1,559	Oui	[18]
Déphasage	28	15	1,556 – 1,560	Oui	[21]
Guide actif	10	10	1,530 – 1,560	Oui	[24]
Résonateur	19	18	1,54162	Oui	[26]

Tableau I.4 – Récapitulatif de l'état de l'art des isolateurs intégrés réalisés

Les pertes d'insertion des isolateurs intégrés sont dues en grande partie au matériau utilisé pour la magnéto-optique du composant. En effet, le dépôt de cristaux de YIG utilisés dans les isolateurs de volume nécessite des températures de l'ordre de 800 °C, supérieures à la température de fusion des substrats. Deux approches sont envisagées pour parer à ce problème : le report de couches magnéto-optiques cristallines, comme dans le cas de [21], et l'utilisation de couches magnéto-optiques compatibles avec des guides d'ondes tels que les métaux ferromagnétiques. Les deux approches présentent cependant des désavantages puisque le report de couches induit des contraintes perturbant la propagation, et les métaux ferromagnétiques absorbent fortement la lumière.

Grâce à cette revue des recherches menées dans le domaine, nous pouvons comparer des différentes approches d'isolation. D'une part, les dispositifs interférométriques présentent l'avantage de la compacité pour des taux d'isolation dépendant essentiellement de la précision du déphasage final. De ce fait, leurs procédés de fabrication sont généralement peu robustes aux variations technologiques et la dispersion chromatique limite intrinsèquement leurs bandes passantes. D'autre part, le taux d'isolation des isolateurs à rotation dépend de la précision des angles de rotation des éléments. La bande passante du dispositif final est déterminée par l'intersection des bandes passantes de chaque sous-composant et peut donc être relativement élevée. Ces dispositifs ont généralement une empreinte plus large sur le circuit intégré final, mais tous les effets non réciproques nécessitant l'application d'un champ magnétique, un aimant volumineux accompagne généralement le dispositif. C'est pourquoi l'encombrement du composant est un paramètre à relativiser.

Dans cette étude, nous souhaitons réaliser un isolateur intégré présentant une forte isolation et dont les procédés de fabrication sont robustes. C'est pourquoi nous avons opté pour une configuration d'isolateur à rotation. De plus, un composant à large bande passante permettra des applications variées. Pour la réalisation de ce composant, nous nous baserons sur l'expertise développée au laboratoire IMEP-LaHC en optique intégrée par échange d'ions sur verre. Avant de rappeler les principes de cette technologie, nous présenterons un bref historique de l'optique guidée.

3 L'optique guidée

3.1 Historique : de la réflexion totale interne aux composants d'optique guidée

La réfraction de la lumière est le phénomène d'inflexion d'un rayon lumineux au passage d'un dioptré séparant deux milieux, les principes la régissant sont appelés lois de Snell-Descartes. Ces lois indiquent d'une part que le rayon réfracté reste dans le plan d'incidence, et d'autre part que les angles à la normale des rayons incident θ_i et réfracté θ_r respectent l'égalité $n_i \sin(\theta_i) = n_r \sin(\theta_r)$, dans laquelle n_i et n_r sont les indices de réfraction des milieux d'incidence et de réfraction. Comme représenté sur la Figure I.13, dans le cas où $n_r < n_i$, lorsque l'angle d'incidence θ_i dépasse la valeur de l'angle critique $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$, le rayon ne subit plus de réfraction, mais une réflexion totale interne empêchant le rayon de sortir du milieu d'indice élevé.

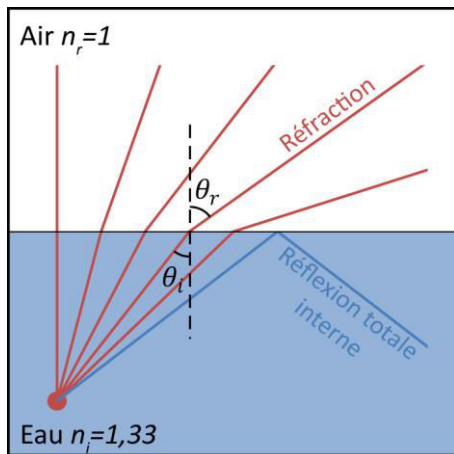


Figure I.13 – Réfraction et réflexion totale interne au passage de l'eau à l'air, un milieu d'indice inférieur

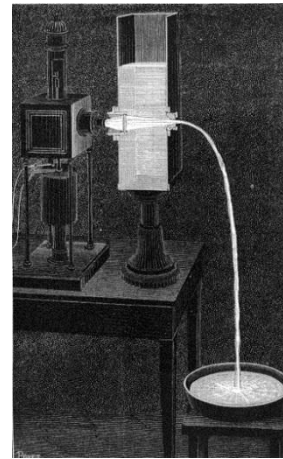


Figure I.14 – Lithographie du XIX^e siècle représentant la fontaine optique de Jean-Daniel Colladon [29]

C'est sur ce phénomène qu'est basée l'expérience de la fontaine optique, représentée sur la Figure I.14 et inventée par Jean-Daniel Colladon à la fin du XIX^e siècle [29]. Ce dispositif focalise la lumière issue d'une chandelle à l'entrée d'un filet d'eau tombant dans une bassine. On se rend compte en observant l'expérience que la lumière suit la forme de l'écoulement. On réussit donc à courber sa trajectoire en la piégeant dans un milieu d'indice élevé. Cette observation fait office de prémices à l'optique guidée.

C'est en effet sur ce principe que fonctionnent aujourd'hui les guides d'ondes diélectriques en général, et les fibres optiques en particulier : la lumière est confinée latéralement dans un milieu d'indice élevé par un milieu d'indice plus faible. Depuis les années 1960 avec le développement des fibres de verre à faibles pertes par Corning [30], la lumière peut servir de support au transport d'information à des débits dépassant largement ceux des câbles coaxiaux. Les composants électroniques alors présents dans les réseaux limitaient le débit des communications sur fibres, l'idée de réaliser des réseaux tout-optiques a donc rapidement émergé. Cependant, une percée technologique était indispensable pour réaliser les fonctions nécessaires à l'existence de ce type de réseaux.

Dans un article précurseur daté de 1969, Stewart E. Miller présente ce qu'il appelle une forme miniature de circuits pour faisceau laser [31]. En plus de formuler les fondements théoriques de l'optique intégrée actuelle, il présente dans cet article différentes fonctions réalisables grâce à cette nouvelle technologie ainsi que les structures associées à ces fonctions (voir Figure I.15). Il propose une cavité laser délimitée par des réseaux de Bragg et dopée au néodyme (a) de même qu'un modulateur électro-optique intégré (b). Afin d'exploiter les possibilités passives de son invention, il propose également une jonction de type 1 vers 2 permettant la distribution de l'information (c) et un coupleur directionnel pour le multiplexage et le démultiplexage de signaux (d).

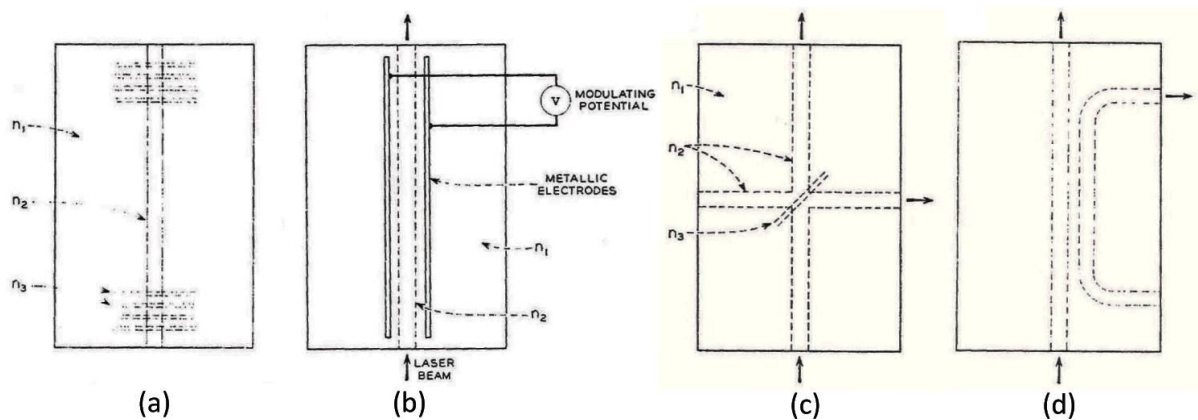


Figure I.15 – Schémas des dispositifs d'optique intégrée proposés par Miller en 1969 [31]

Les technologies disponibles à l'époque ne permettaient pas une mise en œuvre immédiate de ces travaux, mais cet article visionnaire posait déjà les principaux concepts des futures fonctions intégrées. Ainsi, le premier laser intégré utilisant des miroirs à réseau de Bragg n'a été réalisé par Kitagawa et al. qu'en 1995 [32], soit près de trente ans après la publication de Miller.

L'optique permet aujourd'hui la réalisation de fonctions très variées allant de la détection du cancer du sein par tomographie optique [33] à la définition ultra-précise de la seconde par les dernières horloges optiques [34]. L'intégration de ces fonctions présente de nombreux avantages : auto-alignement, stabilité mécanique, compacité et réduction des coûts. C'est pourquoi le secteur de l'optique intégrée s'est beaucoup développé depuis l'article de Miller et ses applications s'étendent aujourd'hui à des domaines bien plus variés que les télécommunications, notamment dans le domaine des capteurs. Ainsi, l'optique intégrée trouve aujourd'hui sa place dans l'aéronautique, comme nous l'avons vu dans la première partie de ce document, mais aussi dans la biologie [35] et l'aérospatiale [36].

Il existe plusieurs plateformes technologiques permettant la réalisation de circuits intégrés optiques (CIO), chacune présente des avantages et des inconvénients intrinsèques aux matériaux et aux procédés de fabrication utilisés : la photonique sur silicium permet une grande compatibilité avec les technologies de la microélectronique et présente des contrastes d'indice élevés permettant la réalisation de puces à encombrement réduit [37], le phosphore d'indium possède un gap direct

facilitant la création de sources optiques, le niobate de lithium monocristallin possède quant à lui des propriétés électro-optiques permettant la réalisation, par diffusion de titane ou de protons, de modulateurs et de lasers déclenchés [38].

Parmi les technologies utilisées pour l'optique intégrée, l'échange d'ions sur verre présente de multiples avantages : le substrat de verre est biocompatible, il possède un faible coefficient de dilatation thermique et présente des propriétés optiques proches de celles des fibres. De plus, la diversité des ions échangés et les larges possibilités de composition des verres en font une technologie de choix dans le domaine des capteurs [39]. Cette technologie est développée au laboratoire IMEP-LaHC depuis la fin des années 1970. Aujourd'hui mature et industrialisée, elle sert de cadre à notre étude, c'est pourquoi nous allons la présenter en détail.

3.2 Optique intégrée sur verre

L'utilisation du verre par l'homme date du paléolithique moyen. Vers 100 000 av. J.C, on taillait en effet l'obsidienne trouvée dans les volcans pour réaliser outils et bijoux. Ce n'est que vers l'an 5 000 av. J.C. que l'homme a commencé à mouler du verre à partir de sable fondu, et il a fallu attendre le 1^{er} siècle av. J.C. pour que soient développées en Phénicie les premières techniques de soufflage permettant l'emploi du verre comme matériau récipient. Les verres plats utilisés pour le vitrage étaient connus à cette époque, mais ils ont pris leur essor au moyen âge avec le perfectionnement des mélanges à base de potasse qui leur donnent la transparence nécessaire à ces applications [40].

Dans l'industrie et l'artisanat comme dans la nature, le verre est obtenu en refroidissant rapidement un liquide. Grâce à ce procédé, la mobilité des constituants du liquide diminue rapidement avant que le matériau n'ait le temps d'opérer sa cristallisation. C'est pourquoi, en dessous d'une température dite de transition vitreuse, le verre est un matériau solide possédant le désordre structural d'un liquide. On dit qu'il est amorphe.

3.2.1 Composition et propriétés du verre

3.2.1.1 Composition des verres d'oxyde

En fonction de la composition du matériau, on classe les verres en différentes catégories [41]. Les verres utilisés pour l'échange d'ions sont typiquement des verres d'oxyde, et plus particulièrement les verres silicates et phosphates. Les constituants de ces verres sont différenciés en fonction de leurs énergies de liaison, et donc du rôle qu'ils jouent dans la structure du matériau.

- Les formateurs de réseau, éléments pouvant former le verre à eux seuls, donnent aux verres leurs structures, l'essentiel de leurs propriétés et leurs noms. Les formateurs de réseau les plus courants sont la silice SiO_2 , le phosphate P_2O_5 et le mélange borosilicate $\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$. Leurs énergies de liaison sont supérieures à 330 kJ/mol.

- Les intermédiaires de réseau ont une énergie de liaison comprise entre 200 et 330 kJ/mol. Ils sont plus mobiles que les formateurs de réseau mais ne peuvent former seuls un verre d'oxyde. Les intermédiaires les plus courants sont les oxydes d'aluminium, de fer, de zinc et de plomb.
- Les modificateurs de réseau sont principalement des oxydes alcalins (Na_2O , Li_2O ou K_2O), des alcalino-terreux (CaO ou MgO) ou des terres rares telles que l'erbium ou le néodyme dans le cas des verres actifs. Leur énergie de liaison inférieure à 200 kJ/mol les rend relativement mobiles ce qui permet leur diffusion et, par extension, l'échange d'ions. En effet, un échauffement du verre permet de rompre ces liaisons et de remplacer les cations libérés par des cations de même valence.

En collaboration avec les principaux acteurs industriels de l'échange d'ions tels que Teem Photonics et le verrier Saint Gobain, l'IMEP-LaHC a ainsi participé à l'élaboration de verres d'oxyde spécifiquement adaptés à l'échange d'ions. C'est le cas par exemple du verre GO14, dont la composition permet la diffusion contrôlée des ions argent à une température relativement faible par rapport à d'autres verres. De plus, ce substrat est résistant aux composés chimiques utilisés durant les phases classiques de préparation de l'échantillon, et il possède un coefficient de dilatation thermique faible lui assurant une bonne tenue aux variations brutales de température.

3.2.1.2 Influence de la composition des verres d'oxyde sur leur indice de réfraction

En modifiant la composition d'un verre d'oxyde, l'échange d'ions affecte l'indice de réfraction des verres à travers trois paramètres : la différence de taille des ions insérés, leur différence de polarisabilité et les contraintes induites via l'effet photo-élastique. La relation de Lorentz-Lorenz relie l'indice de réfraction n d'un verre à la polarisabilité de ses composants :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_I N_i \alpha_i \quad (\text{I.5})$$

Les N_i et α_i représentent la densité et la polarisabilité de l'espèce i tandis que I est l'ensemble des composants du verre. En appliquant cette relation à un verre avant et après l'échange d'ions A sortant par des ions B entrant, on obtient les équations suivantes :

$$\frac{n_{sub}^2 - 1}{n_{sub}^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \left[N_A \alpha_A + N_B \alpha_B + \sum_J N_J \alpha_J \right] \quad (\text{I.6})$$

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \left[(N_A - \Delta N) \alpha_A + (N_B + \Delta N) \alpha_B + \sum_J N_J \alpha_J \right] \quad (\text{I.7})$$

avec n_{sub} , l'indice du substrat de verre avant l'échange, J l'ensemble des composants du verre autres que les ions A et B et ΔN la densité d'ions échangés.

En soustrayant ces équations et en supposant que la variation d'indice Δn reste faible, on peut écrire $(n - n_{sub})/n \ll 1$, on en déduit une relation liant linéairement Δn à ΔN :

$$\Delta n = \frac{2\pi(n_{sub}^2 + 2)}{3n_{sub}}(\alpha_B - \alpha_A)\Delta N \quad (I.8)$$

En pratique, il n'est pas nécessaire de connaître les polarisabilités des ions en jeu pour déterminer la variation d'indice. On préfère donc réécrire cette relation en fonction de la concentration normalisée en ions entrant C et de la variation maximale d'indice de réfraction Δn_{max} caractéristique de l'échange en cours.

$$n = n_{sub} + \Delta n_{max} \cdot C \quad (I.9)$$

Puisque l'effet de la taille des ions échangés peut également être linéarisé, ce modèle permet d'inclure expérimentalement les variations de volume dans la constante Δn_{max} . On regroupe ainsi les deux effets en une même équation. A l'inverse, les contraintes mécaniques induites par l'échange d'ions impliquent des variations non isotropes de l'indice de réfraction et doivent donc être considérées à part. L'échange Na^+/Ag^+ mis en place dans le cadre de cette thèse provoquant des contraintes mécaniques négligeables, l'équation (I.9) décrit la variation d'indice de façon satisfaisante.

3.2.2 Techniques d'échange d'ions en optique intégrée

3.2.2.1 Principe du procédé technologique d'échange d'ions

L'équation (I.9) permet d'affirmer qu'il est possible, en modifiant localement sa composition, de créer au sein du verre des zones d'indice plus élevé et donc de fabriquer des guides d'ondes. Différentes méthodes sont mises en œuvre à travers le monde pour réaliser des guides par échange d'ions, elles consistent généralement en des procédés d'une ou deux étapes en fonction des caractéristiques recherchées.

La première étape vise à former un guide de surface en échangeant les ions du substrat B^+ avec les ions A^+ d'une source extérieure. Cette source peut être solide ou liquide, la diffusion peut avoir lieu en présence ou non d'un champ électrique permettant d'influer le phénomène via la force de Lorentz [42]. L'échange purement thermique par diffusion depuis une source liquide est la méthode la plus répandue pour cette étape, il s'agit notamment de la technique utilisée au laboratoire IMEP-LaHC.

Comme représenté sur la Figure I.16 dans le cas d'un échange argent/sodium, sa mise en œuvre implique la trempe du verre dans un bain de sels de nitrates fondus. La température est choisie de façon à permettre la diffusion des ions dans le substrat tout en restant sous la température de transition vitreuse. L'application d'un masque imperméable permet de délimiter spatialement des fenêtres de diffusion, et donc de créer des guides d'ondes de tailles et de formes variées.

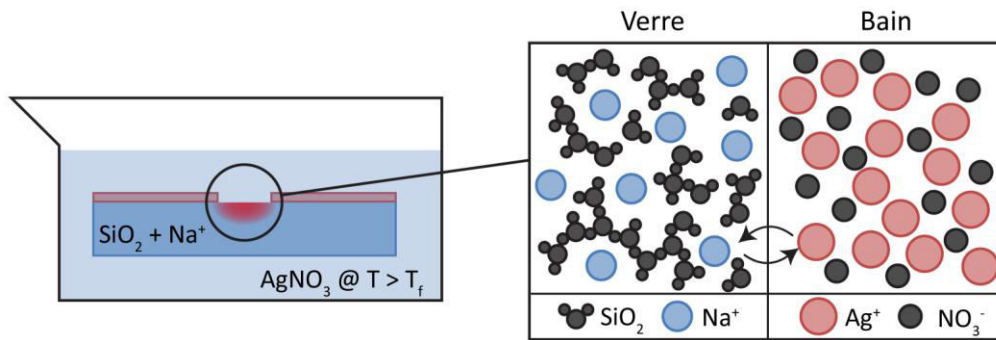


Figure I.16 – Principe de création des guides d'ondes par échange d'ion Ag^+/Na^+

La seconde étape est facultative, elle consiste à enterrer le guide généré précédemment par application d'un champ électrique. Ce procédé permet d'une part de limiter l'interaction de la lumière avec l'environnement afin de réduire les pertes par diffraction, et d'autre part d'améliorer le couplage avec les fibres optiques en symétrisant le profil d'indice de réfraction.

Les procédés technologiques de fabrication utilisés pour ces travaux sont décrits en détail dans le chapitre II, de même que l'appareillage nécessaire à leur mise en œuvre.

3.2.2.2 Différents couples d'ions échangés

Différentes espèces ioniques sont couramment utilisées pour l'échange d'ions sur verre en fonction des propriétés des guides d'ondes recherchées. Le Tableau I.5 regroupe ces espèces, leurs rayons ioniques et leurs polarisabilités respectives, ainsi que des remarques quant à leur utilisation [43]. Elles sont classées par polarisabilités croissantes.

Espèce ionique	Rayon ionique (Å)	Polarisabilité (Å ³)	Remarque
Lithium (Li^+)	0,65	0,03	Dévitrification du verre
Sodium (Na^+)	0,95	0,41	/
Potassium (K^+)	1,33	1,33	/
Rubidium (Rb^+)	1,49	1,98	Inflammable
Argent (Ag^+)	1,26	2,40	Peut précipiter
Césium (Cs^+)	1,65	3,34	Echange lent
Thallium (Tl^+)	1,49	5,20	Toxique

Tableau I.5 – Principales espèces ioniques utilisées pour l'échange d'ions [44]

Lors d'un échange, la différence de rayons ioniques entre les ions échangés est un indicateur de la rapidité du procédé, du niveau de contraintes induit par la substitution ionique et par conséquent de la biréfringence modale des guides formés par l'échange. Le contraste d'indice maximal est lié à la différence de polarisabilité par l'équation (I.8). Cette relation montre également que pour obtenir un contraste d'indice positif, les ions entrant doivent avoir une polarisabilité plus importante que les ions sortant ($\alpha_B > \alpha_A$). Pour ces raisons, seuls certains couples d'ions entrants/sortants sont utilisés pour réaliser des échanges.

Voici une liste des couples utilisés couramment au laboratoire IMEP-LaHC.

- Le couple K^+/Na^+ présente une grande différence de rayons ioniques et induit par conséquent de fortes contraintes, au point de déformer la surface du verre. Ce phénomène peut poser problème pour l'encapsulation des composants. La différence d'indice maximale Δn_{max} obtenue pour ce couple est de $9 \cdot 10^{-3}$, ce qui limite fortement le confinement de la lumière, et par conséquent la capacité de miniaturisation des composants car les rayons de courbures des guides sont limités [45].
- Le couple Tl^+/K^+ présente une grande différence de polarisabilité et une faible différence de rayons ioniques impliquant respectivement une variation d'indice maximale Δn_{max} de 0,1 et une faible biréfringence de contraintes. Cependant, la toxicité des vapeurs de thallium contraint fortement la réalisation des échantillons.
- Le couple Ag^+/Na^+ est le plus communément utilisé. Le contraste d'indice maximal obtenu grâce à cet échange atteint 0,1 ce qui permet une relative compacité des composants intégrés. La faible différence de rayons ioniques conduit à un échange rapide et une faible biréfringence de contraintes. Les ions argent peuvent cependant précipiter à la surface de l'échantillon, formant ainsi des agrégats métalliques diffractants et absorbants qui génèrent de fortes pertes par propagation. Différentes techniques, notamment l'enterrage des guides, permettent de s'affranchir partiellement de ces pertes.

Comme nous l'avons présenté dans la première partie de ce chapitre, la fabrication d'un isolateur nécessite la propagation de la lumière dans des états de polarisation maîtrisés. Dans cette optique, il faut être capable de réaliser des guides d'ondes à faible biréfringence. Une biréfringence de contrainte réduite est donc préférable, c'est pourquoi nous avons choisi l'échange sodium/argent pour notre étude. La maturité de cette technologie au laboratoire permet également d'envisager la co-intégration de notre futur isolateur avec les composants existants.

4 Approche empruntée

Nous détaillons dans cette section les caractéristiques souhaitées pour l'isolateur final et l'approche empruntée pour les satisfaire.

4.1 Cahier des charges

L'objectif de cette étude est la réalisation d'un isolateur optique intégré fonctionnant à une longueur d'onde de $1,55\ \mu\text{m}$ pour une possible intégration dans le cadre de l'anémométrie laser à effet Doppler. Un comportement large bande permettrait d'étendre les applications du composant, c'est pourquoi nous visons une couverture de la bande de communication C+L (1525 nm à 1610 nm). De même, l'indépendance en polarisation du composant permettrait sa compatibilité avec les technologies de modulation en polarisation (POLSK) des télécommunications optiques, ainsi que la stabilisation de sources à amplification d'émission spontanée (ASE). Nous cherchons donc également à atteindre cet objectif.

Nous visons donc la réalisation d'un isolateur optique sur verre présentant les caractéristiques suivantes :

- Un taux d'isolation supérieur à 20 dB comparable à l'état de l'art.
- Une longueur d'onde de fonctionnement fixée à $1,55\ \mu\text{m}$ et une bande passante suffisamment large pour couvrir les bandes de télécommunication C+L (de 1525 nm à 1610 nm).
- Des pertes d'insertion inférieures à 10 dB dans le sens passant.
- Un encombrement le plus réduit possible.
- Un comportement indépendant de la polarisation.

4.2 Conception de l'isolateur

Pour ce faire, nous travaillons à la fabrication des composants sur la plateforme technologique basée sur l'échange d'ions Ag^+/Na^+ dans le verre GO14. La maturité de cette technologie permet la simulation précise du comportement des composants réalisés, ainsi que la réalisation de guides d'ondes à faibles pertes linéiques. Une collaboration avec le Laboratoire Télécom Claude Chappe (LT2C) permet d'envisager l'hybridation d'une couche magnéto-optique sur les guides d'ondes échangés, et ainsi la fabrication de composants non réciproques avec notre technologie.

Afin de satisfaire l'indépendance à la polarisation incidente, une modification doit être apportée à la configuration de l'isolateur à rotation représenté sur la Figure I.11. En effet, cette structure ne permet l'isolation qu'en mode TE, la puissance présente sur le mode TM étant perdue dans les filtres aux extrémités du composant.

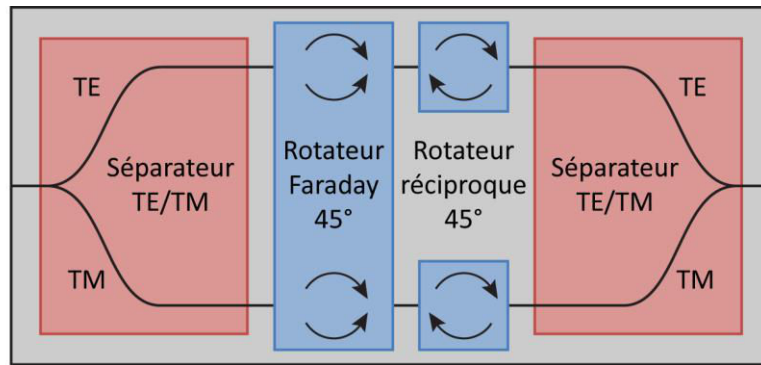


Figure I.17 – Isolateur intégré à rotation indépendante de la polarisation d'entrée

Notre proposition est représentée Figure I.17, elle consiste à séparer les modes TE et TM à l'entrée du composant puis à isoler chaque mode de polarisation avant de les recombinaison. Dans cette configuration, l'intégration de l'isolateur à rotation requiert la réalisation indépendante des trois sous-composants constitutifs : un séparateur de polarisation, un rotateur Faraday à 45° et un rotateur de polarisation réciproque, à 45° également.

Nous verrons dans le chapitre III que la réciprocity des séparateurs de polarisation garantit l'élimination des modes à filtrer lors de la recombinaison des deux bras.

Le rotateur Faraday intégré est basé sur un effet magnéto-optique qui induit un couplage non réciproque d'énergie entre les deux modes de polarisation. Ce couplage est équivalent à une rotation de la polarisation dont l'angle dépend du sens de propagation de la lumière. À l'inverse, le rotateur réciproque fait tourner la polarisation dans le même sens quel que soit le sens de propagation.

Conclusion

Nous avons vu dans les paragraphes précédents l'utilité des isolateurs optiques et constaté leur absence du marché au format intégré. Un résumé de l'état de la recherche dans ce domaine nous a permis de comparer les principes de fonctionnement des différents isolateurs existants et de conclure sur la configuration à implémenter pour notre projet : l'isolateur à rotation.

Celui-ci est composé de trois dispositifs de maîtrise de la polarisation. Chaque composant constitutif peut être réalisé sous différentes formes, chacune présentant des avantages et des inconvénients inhérents à la structure utilisée. Afin de satisfaire au cahier des charges que nous nous sommes fixé, chaque composant doit être le sujet d'une étude approfondie dans le but d'améliorer ses caractéristiques, de réduire ses pertes et de d'augmenter sa bande passante. Nous présentons ces études dans les chapitres 3, 4 et 5 de ce manuscrit.

Chaque fonction élémentaire demandant un contrôle précis de la polarisation, nous avons choisi de dédier le chapitre II aux outils et méthodes employés pour ce travail en nous appuyant sur le contrôle de la polarisation dans un guide droit.

Chapitre II. Contrôle de polarisation dans un guide droit diffusé

Sommaire

Introduction	36
1 Théorie de l'échange d'ions appliquée à l'optique intégrée	36
1.1 Principe du procédé d'échange d'ions	36
1.2 Rappels d'électromagnétisme guidé	41
2 Simulations	45
2.1 Simulation de la diffusion	45
2.2 Solveur de modes	47
2.3 Méthode du faisceau propagé	48
3 Réalisation	50
3.1 Echange d'ions thermique	50
3.2 Enterrage sous champ	51
3.3 Enchaînement d'étapes technologiques	53
3.4 Découpe, polissage	54
4 Caractérisation	54
4.1 Caractérisation des profils de modes	54
4.2 Analyse spectrale	56
4.3 Mesures en polarisation	57
4.4 Mesures de pertes	65
4.5 Mesures magnéto-optiques	67
Conclusion	71

Introduction

Le guide d'ondes est une fonction élémentaire de l'optique intégrée, il permet la propagation de la lumière entre les éléments fonctionnels des circuits intégrés optiques (CIO). Cependant, la biréfringence modale et les pertes dépendant de la polarisation modifient l'état de polarisation en son sein, il est donc un excellent exemple des difficultés liées au contrôle de la polarisation dans les fonctions d'optique intégrée plus complexes. Les outils théoriques et pratiques permettant ce contrôle sont ainsi présentés dans ce chapitre. Ils seront exploités dans les chapitres suivants pour la réalisation des différents éléments de l'isolateur.

Nous détaillons d'abord dans ce chapitre la théorie de l'optique intégrée sur verre, depuis les phénomènes de diffusion à la base des procédés de fabrication de nos guides jusqu'à la résolution des équations de Maxwell dans ces milieux. Nous présentons ensuite la chaîne de logiciels nous permettant de simuler la fabrication et le comportement de nos dispositifs. Dans la troisième partie de ce chapitre sont présentés les procédés de fabrication de nos guides d'ondes : échange thermique et enterrage du guide d'onde. Nous présentons finalement dans la quatrième partie les différentes méthodes de caractérisation utilisées durant cette thèse telles que la mesure des profils de mode, l'analyse spectrale en transmission, les mesures de pertes et les différentes méthodes de caractérisation en polarisation.

1 Théorie de l'échange d'ions appliquée à l'optique intégrée

1.1 Principe du procédé d'échange d'ions

Comme nous l'avons décrit brièvement dans le chapitre I, le procédé d'échange d'ions Ag^+/Na^+ est réalisé au laboratoire par trempe d'un verre contenant du sodium dans un bain contenant des ions argent. Cette opération permet de modifier la composition du verre par diffusion, augmentant ainsi localement l'indice de réfraction du substrat. Pour le couple Ag^+/Na^+ , on peut négliger les contraintes mécaniques liées à la différence de volume entre les ions échangés, l'indice de réfraction final $n(\vec{r})$ est alors une fonction affine de la concentration normalisée $C(\vec{r})$ en ions argent :

$$n(\vec{r}) = n_{sub} + \Delta n_{max} \cdot C(\vec{r}) \quad (\text{II.1})$$

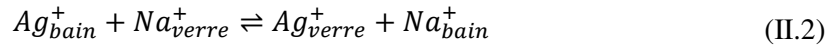
n_{sub} étant l'indice du substrat et Δn_{max} la variation d'indice lorsque la totalité des ions sodium disponibles ont été remplacés par des ions argent. Il est possible de modéliser le procédé de diffusion dans le verre en deux étapes : l'échange d'ions entre le bain de sels fondus et le substrat qui a lieu à la surface du verre, puis la diffusion des ions ainsi échangés vers l'intérieur du substrat. Nous décrivons les phénomènes physiques régissant ces deux étapes dans les paragraphes à venir.

1.1.1 L'échange d'ions à la surface du verre

Les bains utilisés au laboratoire pour l'échange d'ions sur verre sont généralement composés d'un mélange de nitrate de sodium et de nitrate d'argent. De cette façon, l'opérateur peut choisir la concentration maximale en ions argent introduits dans le substrat, s'offrant ainsi un degré de contrôle supplémentaire sur le profil d'indice de réfraction. Nous présentons dans cette partie les deux critères entrant en jeu pour la détermination de la composition du bain : l'équilibre de la réaction d'échange à la surface, qui détermine la concentration d'ions argent initiant la diffusion, et la température de fusion du mélange, puisque la réaction a lieu en phase liquide.

1.1.1.1 Equilibre de la réaction à l'interface

L'échange d'ions à la surface du verre est modélisé par une réaction chimique à l'interface entre deux réservoirs d'ions supposés infinis. L'équation de la réaction est la suivante :



Si on fait l'hypothèse d'une réaction rapide face aux phénomènes de diffusion de part et d'autre de l'interface, un équilibre thermodynamique s'installe. Celui-ci est caractérisé par la constante d'équilibre K définie par l'expression (II.3) où les crochets indiquent des concentrations surfaciques.

$$K = \frac{[Ag_{bain}^+][Na_{verre}^+]}{[Ag_{verre}^+][Na_{bain}^+]} \quad (II.3)$$

La concentration relative d'ions argent à la surface du verre C_s et la fraction molaire en ions argent x_{Ag^+} dans le sel s'écrivent :

$$C_s = \frac{[Ag_{verre}^+]}{[Ag_{verre}^+] + [Na_{verre}^+]}, \quad x_{Ag^+} = \frac{[Ag_{sel}^+]}{[Ag_{sel}^+] + [Na_{sel}^+]} \quad (II.4)$$

Ce qui permet d'aboutir à la relation :

$$C_s = \frac{K x_{Ag^+}}{1 + x_{Ag^+}(K - 1)} \quad (II.5)$$

L'équation (II.5) montre que la concentration en argent à la surface du verre dépend de la fraction molaire du bain en ions Ag^+ et de la température à travers la constante d'équilibre K , dont la valeur numérique a été déterminée par Davide Bucci durant sa thèse [46]. Pour un échange Ag^+/Na^+ dans un verre GO14 à une température 330 °C, on a $K = 65 \pm 13$. Cette valeur évolue avec la température suivant la loi d'Arrhenius (II.6) dans laquelle $R = 8,31 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ est la constante des gaz parfaits, et $\Delta_r G^0 = 2,09 \cdot 10^5 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}$ est l'enthalpie libre de la réaction que l'on considère constante sur l'intervalle de température considéré.

$$K(T) = \exp\left(-\frac{\Delta_r G^0}{RT}\right) \quad (II.6)$$

Les relations (II.5) et (II.6) permettent de tracer les courbes de concentration surfacique C_s en fonction de x_{Ag^+} pour différentes températures. Nous avons tracé ces courbes sur la Figure II.1 à des températures de 280 °C et 330 °C car il s'agit des températures d'échange utilisées pour ces travaux. On remarque que pour ces deux températures, des fractions molaires supérieures à 0,2 permettent d'atteindre des concentrations surfaciques normalisées supérieures à 0,95. Ainsi, si l'on souhaite obtenir la variation d'indice maximale, le mélange $\text{NaNO}_3/\text{AgNO}_3$ constituant le bain doit donc contenir au minimum 20 % molaire de nitrates d'argent.

Il est à noter que la diminution de la concentration en nitrates d'argent dans le bain d'échange permet de limiter la précipitation d'argent métallique à la surface du guide d'onde, et ainsi de limiter les pertes par propagation. De plus, les sels d'argent étant relativement onéreux, il est économiquement avantageux de toujours minimiser la quantité de nitrates d'argent dans le bain.

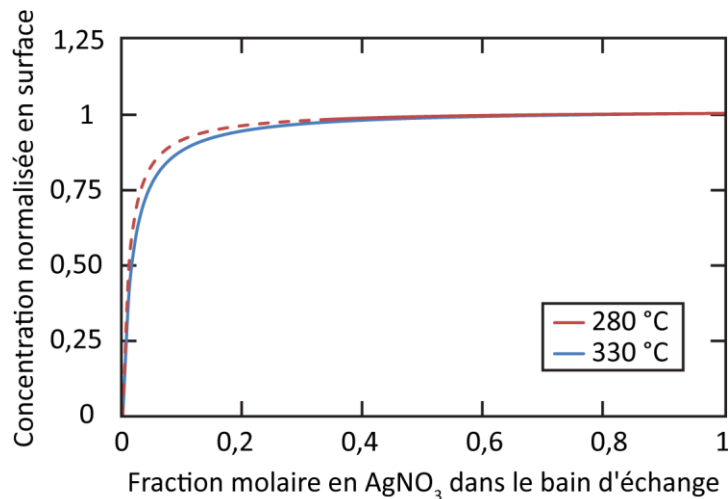


Figure II.1 – Concentration surfacique normalisée en ions Ag^+ dans le verre GO14 en fonction de la fraction molaire en nitrate d'argent pour des températures de 280 °C et 330 °C

Le second critère à vérifier pour fixer la composition du bain d'échange est la fusion des sels, puisque l'échange a lieu en phase liquide. Nous verrons dans la section suivante que le mélange de sels n'est pas fondu à 280 °C pour la gamme de concentration tracée en pointillés sur la Figure II.1. La courbe théorique n'a donc pas de sens pratique dans cette zone.

1.1.1.2 Température de fusion du mélange

La température de fusion du mélange de sels a été étudiée par Zamali et al. ; ils ont publié en 1995 le diagramme de phase des mélanges $\text{NaNO}_3/\text{AgNO}_3$ donné en Figure II.2 [47]. A une température de 330 °C (= 603 K), le mélange de nitrate est fondu pour toutes les compositions. A une température de 280 °C (= 553 K) en revanche, la température de fonte du bain est le paramètre limitant de la réaction puisque 33 % molaires de AgNO_3 sont nécessaires à la fusion.

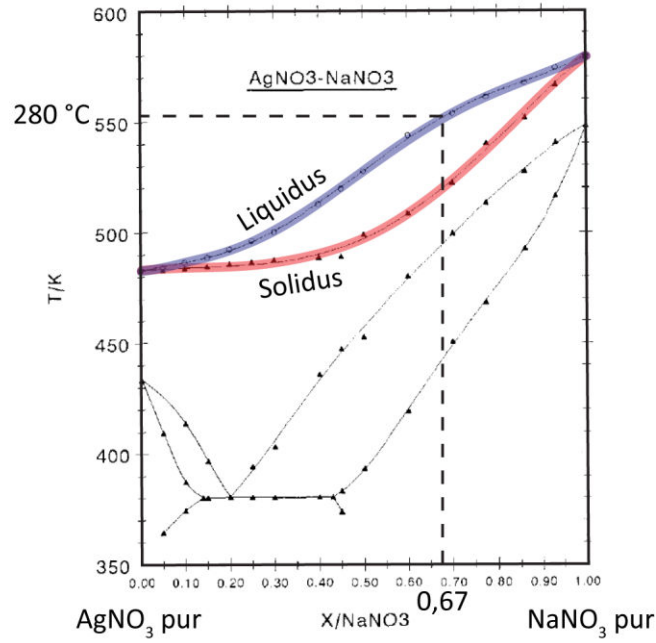


Figure II.2 – Diagramme de phase du mélange binaire AgNO₃/NaNO₃ selon [47]

En conclusion, nous souhaitons limiter la consommation de nitrates d'argent tout en saturant l'interface en ions Ag⁺ et en assurant la fonte du sel. A une température de 330 °C, la réaction à l'interface est le phénomène limitant et une concentration de 20 % molaire doit être utilisée. A 280 °C à l'inverse, c'est la température de fusion du mélange qui borne la proportion molaire de nitrates d'argent. Nous avons choisi un mélange à 50 % molaire de chaque espèce chimique car la température de fusion attendue est alors de 250 °C. De cette façon, nous évitons toute solidification intempestive des sels durant le procédé de fabrication.

1.1.2 L'inter-diffusion ionique dans le verre

Dans le cadre de l'échange d'ions Ag⁺/Na⁺, les ions argent se substituent aux ions sodium dans la matrice vitreuse. Il s'agit donc d'un phénomène d'inter-diffusion ionique plutôt que de diffusion. Les calculs présentés ici sont dérivés de la théorie décrite par Albert et al. en 1990 [48] ; nous prenons de plus en compte les variations des coefficients de diffusion en fonction de la concentration.

Les gradients de concentration en ions argent et sodium entre la surface d'échange et l'intérieur du verre provoquent des courants de diffusion \vec{J}_k^D de ces espèces suivant la loi de Fick (II.7), dans laquelle D_k est le coefficient de diffusion, et $[k]$ la concentration de l'espèce k .

$$\vec{J}_k^D = -D_k \overrightarrow{\text{grad}}[k] \quad (\text{II.7})$$

La différence de mobilité des ions en jeu entraîne l'apparition d'une zone de charge d'espace, et par conséquent, un champ électrique \vec{E}_{int} s'établit. A ce phénomène peut s'ajouter un champ extérieur \vec{E}_{ext} appliqué par l'opérateur lors de la diffusion. Des courants d'ions \vec{J}_k^E dus à ces champs électriques sont donc à superposer aux courants de diffusion. Ils sont régis par l'équation suivante (II.8).

$$\vec{J}_k^E = \mu_k[k](\vec{E}_{int} + \vec{E}_{ext}) \quad (\text{II.8})$$

dans laquelle μ_k est la mobilité de l'espèce k , elle-même liée au coefficient de diffusion dans le verre par la relation de Nernst-Einstein (II.9), dans laquelle k_B représente la constante de Boltzmann, T la température, e la charge électronique et H le coefficient de Haven dont la valeur dépend de la nature de la diffusion.

$$D_k = H \frac{k_B T}{e} \mu_k \quad (\text{II.9})$$

Le flux total \vec{J}_k de chaque espèce k est la somme du courant de diffusion \vec{J}_k^D et du courant dû au champ électrique \vec{J}_k^E . Le flux global d'inter-diffusion \vec{J} est obtenu en sommant les courants totaux de chaque espèce ionique. Afin de simplifier les notations, nous introduisons le coefficient de Stewart $\alpha = 1 - \frac{D_{Ag^+}}{D_{Na^+}}$, ainsi que la concentration normalisée en ions argent $C = \frac{[Ag_{verre}^+]}{[Na_{verre}^+]_{t=0}}$. On peut alors écrire le flux global d'inter-diffusion \vec{J} sous la forme :

$$\vec{J} = D_{Ag^+} [Ag^+] \left(\frac{e}{H k_B T} (\vec{E}_{int} + \vec{E}_{ext}) (1 - \alpha C) + \alpha \vec{grad}(C) \right) \quad (\text{II.10})$$

Le champ électrique interne n'est pas connu. On peut cependant le calculer en faisant l'hypothèse qu'en l'absence de champ électrique externe, le flux global \vec{J} est nul puisque le nombre total d'ions dans le verre est constant. On trouve alors grâce à l'équation (II.10) :

$$\vec{E}_{int} = - \frac{H k_B T}{e} \frac{\alpha \cdot \vec{grad}(C)}{1 - \alpha C} \quad (\text{II.11})$$

D'autre part, en appliquant l'hypothèse de conservation de la masse aux ions argent, on peut écrire :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\text{div}(\vec{J}_{Ag^+}) \quad (\text{II.12})$$

Que l'on peut réécrire sous la forme (II.13) :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \text{div} \left(D_{Ag^+} \left(\vec{grad}(C) - \frac{e(\vec{E}_{int} + \vec{E}_{ext})}{H k_B T} C \right) \right) \quad (\text{II.13})$$

En injectant dans cette équation l'expression du champ interne \vec{E}_{int} donnée en (II.11), on obtient l'équation différentielle d'évolution de la concentration normalisée en ions argent :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \text{div} \left(\tilde{D}(C) \vec{grad}(C) - \frac{e D_{Ag^+}}{H k_B T} C \vec{E}_{ext} \right) \quad (\text{II.14})$$

avec $\tilde{D}(C)$ le coefficient d'inter-diffusion ionique valant

$$\tilde{D}(C) = \frac{D_{Ag^+}}{1 - \alpha C} \quad (\text{II.15})$$

L'effet d'alcalins mixtes dénote le fait que la vitesse de diffusion des ions dépend de leur entourage proche. Il se traduit par la variation des coefficients D_{Ag^+} et D_{Na^+} en fonction de la concentration locale normalisée en ions argent. Lupescu et al. ont vérifié expérimentalement la forme de cette dépendance dans les verres silicates [49]. Ils ont posé :

$$\begin{cases} D_{Ag^+} = A_0 \exp(A_1 C^2) \\ D_{Na^+} = B_0 \exp(B_1 (1 - C)^2) \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

où A_0 et B_0 sont les coefficients de diffusion lorsque la concentration des ions considérés est maximale. Durant sa thèse au laboratoire [46], Davide Bucci a déterminé les différentes constantes entrant en jeu dans l'échange Ag^+/Na^+ dans le verre GO14, elles sont résumées dans le Tableau II.1. La technique employée pour déterminer ces constantes est basée sur la détermination expérimentale d'indices effectifs dans des guides plans par la méthode des lignes noires [50] suivie de l'extraction du profil d'indice des guides par la méthode inverse WKB [46].

Constante	Valeur
A_0	$(4,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$
B_0	$(1,46 \pm 0,15) \cdot 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$
A_1	$0,10 \pm 0,12$
B_1	$2,4 \pm 0,8$
H	$0,55 \pm 0,02$
Δn_{max}	$0,08 \pm 0,01$

**Tableau II.1 – Paramètres de l'échange Ag^+/Na^+ dans le GO14 à 330°C
pour une concentration en nitrate d'argent de 20 % molaire**

Dans les paragraphes précédents, nous avons développé la théorie nécessaire à la fabrication des guides par échange d'ions. Nous avons fait l'étude de la réaction d'échange à l'interface et celle de l'inter-diffusion des ions dans le substrat. Nous présentons l'utilisation des guides échangés dans la partie suivante en donnant quelques rappels d'électromagnétisme guidé.

1.2 Rappels d'électromagnétisme guidé

Tout comme en espace libre, l'étude de la propagation de la lumière en configuration guidée est basée sur la théorie électromagnétique unifiée par James Clerk Maxwell en 1860. Dans le cadre de l'optique intégrée sur verre, certaines simplifications sont applicables : le milieu n'est pas chargé ($\rho = 0$) et il n'y a pas de déplacement de charge ($\vec{J} = \vec{0}$). Le matériau est un diélectrique non magnétique, il possède donc une perméabilité magnétique μ égale à μ_0 la perméabilité du vide, et une permittivité $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon_r(\vec{r})\epsilon_0 = n^2(\vec{r})\epsilon_0$ déterminée par la composition locale du verre. Dans ces conditions, les équations de Maxwell s'écrivent sous la forme (II.17).

$$\begin{cases} \text{div}(\epsilon \vec{E}) = 0 \\ \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{E}) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \end{cases}, \quad \begin{cases} \text{div}(\vec{H}) = 0 \\ \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{H}) = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

Dans le cadre de la propagation des ondes électromagnétiques, on modélise la lumière par des ondes harmoniques. Elles peuvent s'écrire sous la forme donnée dans l'équation (II.18), où \vec{r} est le vecteur coordonnées, ω la pulsation de l'onde et $\beta = 2\pi/\lambda$ la constante de phase dans le milieu considéré. Dans ce document, la propagation aura toujours lieu suivant l'axe Oz et dans le sens des z croissants.

$$\vec{U}(\vec{r}, t) = \vec{U}(\vec{r}) \exp(j(\omega t - \beta z)) \quad (\text{II.18})$$

La combinaison des équations du système (II.17) et de l'expression (II.18) permet de déterminer les équations d'ondes des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} avec $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ la constante de propagation de l'onde dans le vide :

$$\begin{cases} \vec{\Delta}\vec{E} + k_0^2 n^2 \vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{\overrightarrow{\text{grad}}(n^2) \cdot \vec{E}}{n^2} \right) \\ \vec{\Delta}\vec{H} + k_0^2 n^2 \vec{H} = -\frac{\overrightarrow{\text{grad}}(n^2) \wedge \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{H})}{n^2} \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

On remarque que les membres de droite des équations (II.19) s'annulent dans le cas d'un milieu homogène, les solutions de ces équations sont alors des ondes planes d'étendues infinies. Le confinement de la lumière nécessite donc une variation d'indice. Les ondes se propageant dans un milieu structuré correspondent aux solutions de ces équations qui satisfont les conditions aux limites.

1.2.1 Propagation dans un guide diélectrique planaire à saut d'indice

Il n'existe des solutions analytiques aux équations (II.19) que dans certaines structures d'indice à symétries et invariances fortes ; le guide diélectrique planaire à saut d'indice est l'une d'elles. Cette structure est décrite sur la Figure II.3. Elle est constituée d'une couche dite *cœur* d'indice de réfraction n_c invariante dans les directions y et z et d'épaisseur finie h selon l'axe Ox. Cette couche est entourée d'un substrat et d'un superstrat d'indices respectifs n_{sub} et n_{sup} .

Dans ce cas, le système d'équations (II.19) se simplifie et on distingue deux groupes de solutions indépendants. Le premier possède uniquement des composantes E_x, H_y et H_z , les autres étant nulles, il est appelé transverse électrique (TE). Pour le second, seules les composantes H_x, E_y et E_z sont non nulles et il est appelé transverse magnétique (TM). Dans chaque milieu i de la structure et pour chaque composante $\varphi_{i,k}$ du champ électromagnétique, les équations d'onde scalaires s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \varphi_{i,k}(y)}{\partial y^2} + k_0^2 [n_i^2 - n_{eff}^2] \varphi_{i,k}(y) = 0 \quad (\text{II.20})$$

où la constante $n_{eff} = \beta/k_0$ est appelée indice effectif. On reconnaît une équation différentielle du second degré : en fonction du signe de $n_i^2 - n_{eff}^2$, la forme de la solution peut être sinusoïdale ou exponentielle. La Figure II.3 représente l'amplitude des champs dans différents cas possibles si $n_{sub} > n_{sup}$.

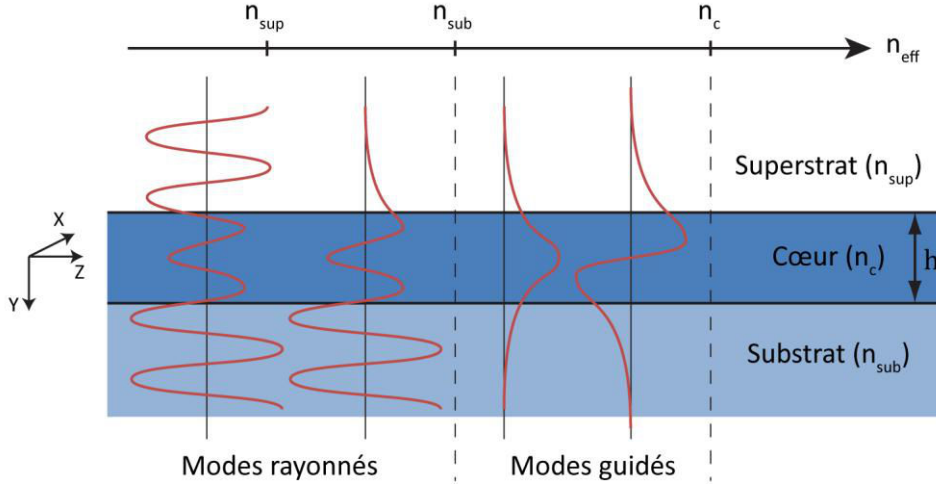


Figure II.3 – Modes de propagation d'un guide plan

Dans les cas où n_{eff} est inférieur à l'indice du substrat, l'énergie se propage à l'extérieur du cœur et les modes sont dits rayonnés. Dans les cas où la relation $n_{sub} < n_{eff} < n_c$ est vérifiée, la solution est sinusoïdale dans le cœur et exponentielle décroissante dans le substrat et le superstrat. On parle alors de mode guidé car l'énergie reste confinée dans le cœur au cours de la propagation. Les solutions pour lesquelles n_{eff} est supérieur à n_c n'ont pas de sens physique.

L'application des conditions de passage sur \vec{E} et \vec{H} permet d'établir la relation de dispersion suivante :

$$k_0 h \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} - \arctan \left(\left(\frac{n_c}{n_{sub}} \right)^\delta \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_{sub}^2}{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) - \arctan \left(\left(\frac{n_c}{n_{sub}} \right)^\delta \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_{sup}^2}{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) = m\pi \quad (II.21)$$

avec $m \in \mathbb{Z}$, et δ valant zéro pour les modes TE et 2 pour les modes TM. Le fait que m soit à valeur entière implique que les solutions guidées sont discrètes et en nombre fini. Pour s'en rendre compte, on peut tracer le diagramme de dispersion du guide qui décrit l'évolution de l'indice effectif des modes guidés en fonction de la longueur d'onde. Celui de la Figure II.4 correspond à un guide de hauteur $h = 1,5 \mu m$, avec $n_c = 1,7$, $n_{sup} = 1$ et $n_{sub} = 1,5$. L'échelle horizontale est logarithmique.

On remarque en premier lieu que chaque mode guidé possède une longueur d'onde de coupure λ_c au-delà de laquelle il n'est plus guidé. Le mode fondamental ($m = 0$) possède la longueur d'onde de coupure la plus élevée. De plus, on remarque que les modes TE et TM n'ont pas le même indice effectif, ceci est dû à la différence d'orientation des champs lors de l'application des relations de passage. La différence entre ces indices effectifs s'appelle la biréfringence modale et est notée Δn . Dans la structure de la Figure II.4, le guide ne supporte que le mode fondamental pour des longueurs d'ondes comprises entre λ_{c1} et λ_{c0} . On dit qu'il est monomode sur cette plage spectrale.

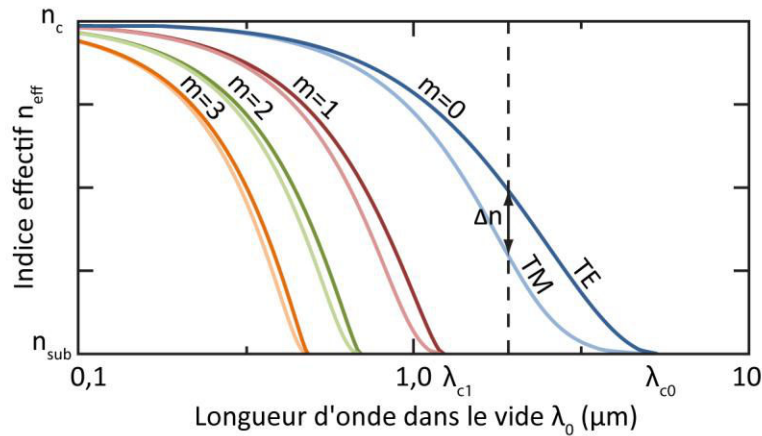


Figure II.4 – Courbes de dispersion des modes d'un guide plan

On peut montrer que les différents modes de propagation sont orthogonaux entre eux. Cette propriété est formalisée par l'équation (II.22), dans laquelle \vec{E}_m et \vec{H}_n sont les champs électrique et magnétique des modes m et n , \vec{e}_z est le vecteur unitaire de la direction de propagation, h est la hauteur du guide, $\delta_{m,n}$ est le symbole de Kronecker et P_m la puissance supportée par le mode m .

$$\frac{1}{2} \text{Re} \left[\iint \left(\vec{E}_m \wedge \vec{H}_n^* \right) \cdot \vec{e}_z dx dy \right] = \frac{1}{2} \frac{h\beta}{\omega \mu_0} \int \Psi_m \Psi_n^* dx = \delta_{m,n} P_m \quad (\text{II.22})$$

L'orthogonalité des modes de propagation implique qu'il n'y a pas de transfert d'énergie entre les différents modes de propagation dans un guide non perturbé. Elle est également valide pour les modes de polarisation.

1.2.2 Propagation dans un guide canal diffusé

Un guide canal diffusé confine la lumière suivant les axes Ox et Oy grâce au gradient transverse de l'indice de réfraction. Afin de simplifier la résolution du système d'équations (II.19), on fait l'hypothèse de faible guidage (II.23) qui traduit les variations lentes du profil d'indice obtenues avec les technologies diffusées.

$$\begin{cases} \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \ll k_0 \\ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \ll k_0 \end{cases} \quad (\text{II.23})$$

Les termes de couplage entre les composantes x et y des expressions (II.19) s'annulent alors. On peut donc résoudre indépendamment les équations d'ondes scalaires suivant x et y sous la forme (II.24), dans laquelle Ψ_k désigne la composante k du champ électrique ou magnétique. En raison de sa similitude avec l'équation d'une onde plane, les solutions de cette équation sont appelées ondes quasi-planes.

$$\Delta\Psi_k(x,y) + k_0^2[n(x,y)^2 - n_{eff}^2]\Psi_k(x,y) = 0 \quad (\text{II.24})$$

Il est à noter que la définition des modes de polarisation TE et TM dans les guides d'optique intégrée diffère de la définition utilisée dans l'étude des systèmes à micro-ondes. En effet, on considère pour ces systèmes que la composante longitudinale du champ électrique est nulle en mode TE ($E_z = 0$), et inversement, que la composante longitudinale du champ magnétique est nulle en mode TM ($H_z = 0$). En optique intégrée en revanche, on considère que les modes de propagation sont quasi-TE si le champ électrique est tangent au substrat, ou quasi-TM, s'il lui est orthogonal.

2 Simulations

Afin de prédire le comportement des dispositifs en développement et de les optimiser, il est nécessaire de les simuler. Pour cela, nous utilisons une chaîne de logiciels constituée d'un simulateur de diffusion disponible au laboratoire, ainsi qu'un solveur de mode et un logiciel de simulation de propagation optique, tous deux commercialisés par la société OptiWAVE. Grâce à l'utilisation de bibliothèques adaptées, il est possible d'interfacer ces logiciels entre eux et ainsi de simuler la fabrication de nos composants. Dans la partie qui suit, nous détaillons le fonctionnement de chaque logiciel.

2.1 Simulation de la diffusion

Afin d'alléger les calculs, on considère que les guides d'ondes sont invariants suivant l'axe Oz. Le logiciel de simulation de la diffusion résout donc l'équation (II.14) en deux dimensions : x et y. De plus, la diffusion et le transport sont traités séparément. Le terme de diffusion non linéaire est résolu en employant un schéma de différences finies explicite. L'équation à résoudre est la suivante :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\tilde{D}(C) \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\tilde{D}(C) \frac{\partial C}{\partial y} \right) \quad (\text{II.25})$$

Et sa condition de stabilité numérique donne des contraintes sur le pas de résolution temporel Δt ainsi que sur les pas spatiaux Δx et Δy . Elle s'écrit :

$$\Delta t \leq \min \left(\frac{\Delta x^2 \Delta y^2}{2 \tilde{D}(C) (\Delta x^2 + \Delta y^2)} \right) \quad (\text{II.26})$$

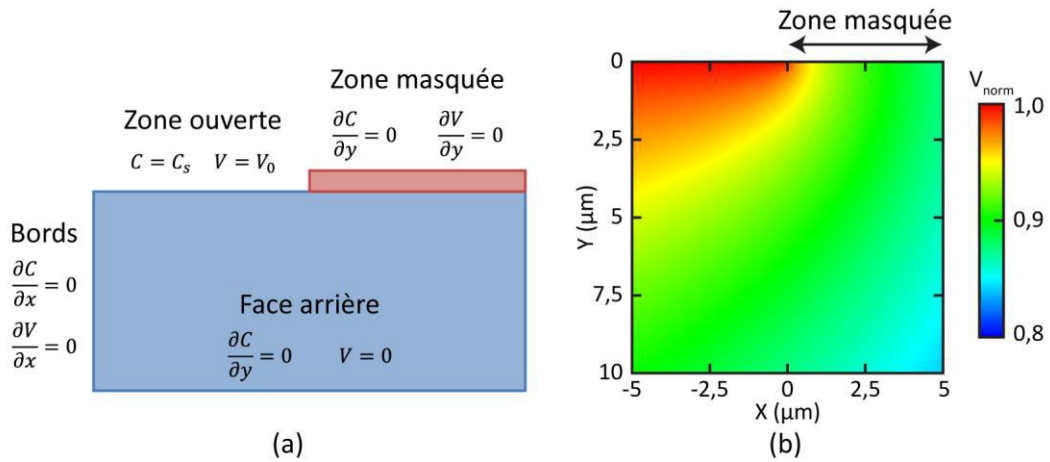
La seconde partie du programme traite le terme de transport dû au champ électrique. Nous déterminons la carte de potentiel électrique $V(x, y)$ en résolvant l'équation de Poisson $\Delta V(x, y) = 0$ par une méthode des éléments finis avec le logiciel Comsol Multiphysics, puis calculons le champ électrique $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V)$ dans le logiciel de diffusion. La méthode de différences finies utilisée pour le calcul du transport est de type Lax-Wendroff [51]. Cette technique introduit des points de calcul intermédiaires dans l'espace et le temps afin de stabiliser numériquement la simulation. L'équation du transport s'écrit :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{e}{Hk_B T} \left[\frac{\partial}{\partial x} (D_{Ag^+}(C) E_x) + \frac{\partial}{\partial y} (D_{Ag^+}(C) E_y) \right] \quad (\text{II.27})$$

Avec E_x et E_y les projections du champ électrique sur les axes Ox et Oy. La condition de stabilité temporelle s'écrit alors :

$$\Delta t \leq \min_{(x,y)} \left(\frac{Hk_B T \Delta y}{e\tilde{D}(C)E_y}; \frac{Hk_B T \Delta x}{e\tilde{D}(C)E_x} \right) \quad (\text{II.28})$$

L'ensemble des conditions aux limites pour la carte de potentiel et le profil d'indice est donné sur la Figure II.5 (a). Lors d'un procédé d'échange ionique, la diffusion a lieu à travers les ouvertures d'un masque imperméable. Au niveau de ces ouvertures, la condition limite à appliquer est $C = C_s$. Les ions ne pouvant pénétrer le substrat au niveau du masque, on impose $\partial C / \partial y = 0$. Nous avons également choisi d'appliquer un flux nul aux bords des fenêtres de simulation.



**Figure II.5 – (a) Conditions limites imposées en concentration et en potentiel électrique
(b) Carte de potentiel normalisé autour d'un bord de masque**

Si une tension V_0 est appliquée durant le procédé, la différence de potentiel est accumulée entre la face arrière et les ouvertures. Le champ électrique vertical est nul dans les zones masquées, ce qui se traduit par $\partial V / \partial y = 0$. Finalement, nous avons choisi une condition de symétrie aux bords de la fenêtre de simulation. La cartographie normalisée du potentiel aux alentours d'un bord de masque est donnée sur la Figure II.5 (b) pour une résolution spatiale de 40 nm. Cette simulation traduit bien l'effet de pointe généré par le bord du masque : on visualise la courbure des lignes de potentiel autour du point (0;0).

Dans le cas de l'application d'une différence de potentiel sans masque, le profil de champ électrique est homogène et le champ électrique est vertical, il vaut $E_y = V_0/h$ avec h la hauteur du substrat. L'effet du transport horizontal est alors nul.

La Figure II.6 (a) représente le profil de concentration après un échange thermique de 4 minutes à 330 °C à travers une fenêtre de diffusion de 2,0 μm . Les pas spatiaux de simulation sont de 40 nm et le pas temporel de 77 ms. Sur la Figure II.6 (b), le guide précédent a subi un enterrage sans masque à une température de 260 °C sous un champ électrique de 200 kV/m durant une heure. On conserve les pas spatiaux mais le terme de transport et la variation de température modifient les conditions de convergence et le pas temporel vaut alors 440 ms.

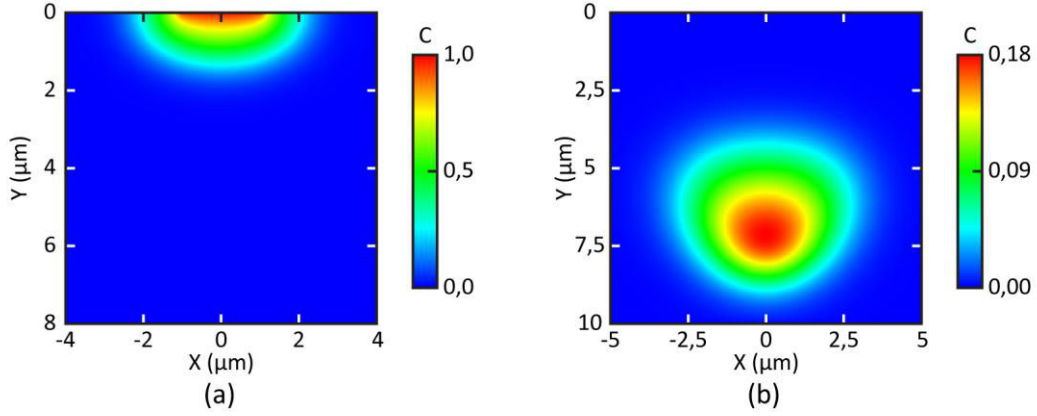


Figure II.6 – Profils simulés de concentration de guides par échange d'ions
(a) Guide de surface (b) Guide enterré

Pour un guide enterré, le profil quasi-circulaire obtenu est l'un des atouts de l'échange d'ions puisqu'il permet un excellent couplage avec les fibres optiques. En revanche, il est à noter que dans ce cas, la concentration maximale est inférieure à 1 puisque la rediffusion thermique tend à disperser les ions. D'après l'équation (II.1), ceci entraîne un indice de réfraction maximal plus faible et par conséquent un confinement de la lumière moins important.

2.2 Solveur de modes

Un solveur de modes est un programme capable de déterminer le profil d'amplitude d'un mode de propagation ainsi que son indice effectif connaissant la distribution d'indice de réfraction. Dans le cadre de cette étude, nous utilisons le solveur de mode commercial du développeur Optiwave. Il emploie la méthode Alternating Direction Implicite [52] pour résoudre l'équation (II.24) sous sa forme scalaire, semi-vectorielle ou vectorielle, cette dernière forme donnant accès aux deux modes de polarisation.

L'utilisation du solveur de mode permet de déterminer la modicité d'un guide à une longueur d'ondes donnée, ainsi que son diagramme de dispersion ; un pas spatial de 40 nm permet une estimation des indices effectifs avec une précision de 10^{-4} , de l'ordre de grandeur des différences d'indices minimales gérées durant cette étude. Le calcul de l'intégrale de recouvrement entre deux modes permet d'évaluer leurs interactions. Par extension, la recherche du maximum de l'intégrale de recouvrement entre le mode d'un guide d'ondes et celui d'une fibre optique permet d'estimer les pertes de couplage minimales provoquées par l'injection de la lumière de l'un dans l'autre. Il est également possible de calculer le facteur de confinement Γ dans une zone S de la structure à l'aide de l'équation (II.29) où Ψ désigne l'amplitude du champ électrique ou magnétique propagé.

$$\Gamma = \frac{\iint_S \Psi \Psi^* dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi \Psi^* dx dy} \quad (\text{II.29})$$

La Figure II.7 (a) représente le mode fondamental TM du guide de la Figure II.6 (a) à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ obtenu avec le solveur de mode. Son diagramme de dispersion entre les longueurs d'ondes de $0,5 \mu\text{m}$ et $2,0 \mu\text{m}$ est donné en Figure II.7 (b). Au-delà de la longueur d'onde de coupure λ_{cTM} , seul le mode de polarisation TE du mode fondamental est propagé. Le guide d'ondes agit alors comme un filtre de polarisation : au-delà de cette longueur d'onde, la lumière polarisée TM fuit dans le substrat en se couplant sur des modes rayonnés.

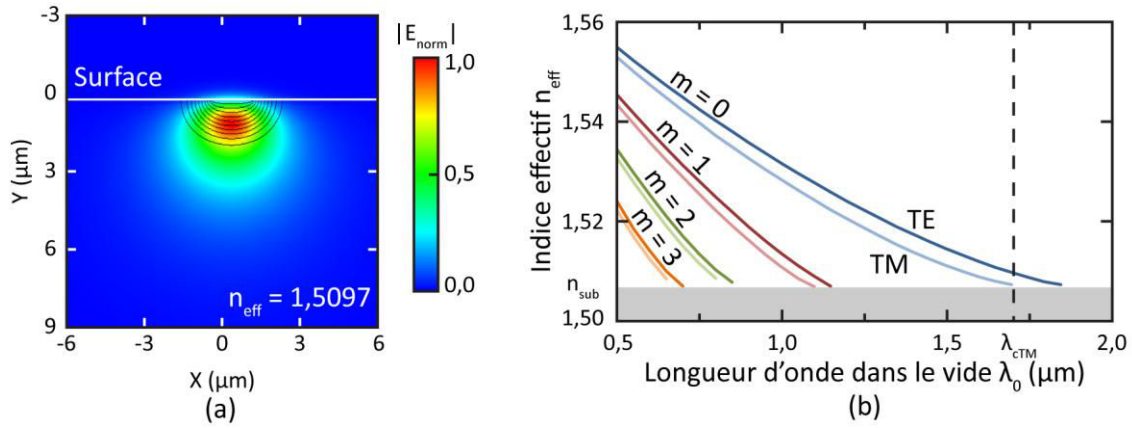


Figure II.7 – Dans le guide de la Figure II.6 (a) :
(a) profil du mode TM pour $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ et (b) courbes de dispersion

2.3 Méthode du faisceau propagé

La méthode du faisceau propagé (BPM, pour Beam Propagation Method) permet, sous certaines conditions, de simuler la propagation de la lumière dans un système optique. Cette méthode est au cœur de la chaîne de simulation de nos composants, c'est pourquoi nous allons détailler son fonctionnement ici. Par la suite, nous présenterons la méthode de l'indice effectif qui permet de diminuer grandement les temps de simulation de la BPM.

2.3.1 Principe de fonctionnement

La méthode du faisceau propagé suppose deux approximations : la première est l'approximation paraxiale, qui implique une propagation avec un angle à l'axe optique faible et interdit la contre-propagation. La seconde est l'hypothèse de l'enveloppe à variation lente, qui suppose que l'amplitude des champs considérés varie lentement devant leur phase [53].

Les composantes Ψ du champ électromagnétique s'écrivent alors sous la forme (II.30).

$$\Psi(x, y, z) = \varphi(x, y, z) \exp(-jk_0 n_0 z) \quad (\text{II.30})$$

En substituant cette expression à l'équation (II.24), et en utilisant l'hypothèse de variations lentes

$(\frac{\partial^2 \varphi_T}{\partial t^2} \ll 2jk_0 n_0 \frac{\partial \varphi_T}{\partial z})$, on obtient pour la partie transverse du champ :

$$\Delta_T \varphi_T - 2jk_0 n_0 \frac{\partial \varphi_T}{\partial z} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \varphi_T = 0 \quad (\text{II.31})$$

La discrétisation de cette expression procure l'expression (II.32) qui permet le calcul de φ_T à la cote $z + \Delta z$ si l'on connaît φ_T à la cote z . Cette expression peut être utilisée dans un schéma de différences finies. On parle alors de FD-BPM.

$$\varphi_{T_{z+\Delta z}} = \varphi_{T_z} - \frac{j\Delta z}{2k_0 n_0} [\Delta_T \varphi_{T_z} + k_0(n^2 - n_0^2)\varphi_{T_z}] \quad (\text{II.32})$$

L'outil employé à l'IMEP-LaHC pour la simulation des composants utilise cette méthode. Il s'agit du logiciel commercial OptiBPM. Cette approche permet le dimensionnement et l'optimisation de structures d'optique intégrée telles que des coupleurs, des interféromètres et des jonctions Y. Afin de rendre la simulation moins coûteuse en calcul, il est possible d'utiliser la méthode de l'indice effectif.

2.3.2 Amélioration du temps de calcul : méthode de l'indice effectif

Cette méthode consiste à ramener un calcul de propagation en trois dimensions (deux transverses, une propagative) à un calcul en deux dimensions (une transverse, une propagative) [54]. En optique planaire, cette technique permet de simuler des circuits intégrés optiques complexes en s'affranchissant de la profondeur.

La théorie de cette approche utilise la séparation des deux variables transverses des composantes du champ électromagnétique. C'est-à-dire que l'amplitude φ de chaque composante peut s'écrire sous la forme $\varphi(x, y) = f(x)g(y)$. L'équation (II.24) devient alors :

$$g(y) \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + f(x) \frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} + k_0^2 [n^2(x, y) - n_{eff}^2] f(x)g(y) = 0 \quad (\text{II.33})$$

En chaque point x_0 , on peut rechercher les valeurs n_{plan} de l'indice effectif vérifiant l'équation en y du système (II.34) obtenu par séparation des variables x et y . Il reste alors à résoudre l'équation en x du système, qui est équivalente à l'équation de propagation (II.20) d'un guide plan. Cette méthode consiste donc à trouver un guide plan à saut d'indice équivalent dont les modes de propagation possèdent les mêmes indices effectifs que ceux du guide canal considéré, puis à simuler le comportement de la structure en deux dimensions en utilisant ce guide plan à la place du guide canal.

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi(y)}{\partial y^2} + k_0^2 [n^2(x_0, y) - n_{plan}^2(x_0)] \psi(y) = 0 \\ \frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} + k_0^2 [n_{plan}^2(x) - n_{eff}^2] \phi(x) = 0 \end{cases} \quad (\text{II.34})$$

L'équation (II.21) permet d'affirmer que l'indice effectif d'un mode dans un guide plan dépend de la hauteur, de l'indice de réfraction et des matériaux environnants. Le substrat et le superstrat étant fixés, seuls deux paramètres restent libres pour définir le guide plan équivalent : son indice et sa largeur. En pratique, afin de restituer au mieux la forme des modes propagés, on choisit en général de donner au guide plan la même largeur que celle du guide canal et de ne faire varier que son indice de réfraction pour obtenir l'indice effectif souhaité.

Nous avons vu dans cette partie les différents outils de simulation à notre disposition pour la mise en place du procédé de fabrication et le dimensionnement de composants intégrés sur verre. En effet, l'alliance des trois simulateurs (simulateur de diffusion, solveur de mode et BPM) permet l'élaboration de plans d'expériences, la détermination de fenêtres technologiques pour la réalisation de dispositifs ainsi que l'évaluation prédictive de leurs performances. La section suivante traite de la réalisation des composants et présente les techniques de fabrication employées au laboratoire.

3 Réalisation

Les composants de cette étude sont réalisés sur des substrats de GO14, un verre passif développé spécialement pour l'échange Ag^+/Na^+ en collaboration avec Teem Photonics et Saint Gobain. La composition du verre est optimisée pour que l'échange implique un minimum de contraintes mécaniques et limite le risque de réduction des ions en argent métallique. De cette façon, on évite l'absorption de la lumière par ces particules, limitant ainsi les pertes linéiques. Les substrats sont circulaires, leur diamètre est de 6 cm et leur épaisseur de 1,5 mm.

3.1 Echange d'ions thermique

Le but de l'échange d'ions thermique est la fabrication de guides de surface, il est réalisé en plongeant un substrat de verre dans un bain de sels fondus. Afin de délimiter spatialement des zones de diffusion permettant la création de guides canaux, une étape de photolithographie sur une couche imperméable est nécessaire au préalable.

La Figure II.8 décrit le procédé technologique complet d'un échange d'ions thermique. La fabrication débute par une étape de nettoyage (a) afin d'éliminer les résidus organiques et les poussières de la surface du substrat. La couche imperméable au passage des ions est ensuite déposée (b). Dans le cadre de cette étude, il s'agit d'une couche d'alumine (Al_2O_3) déposée par pulvérisation cathodique.

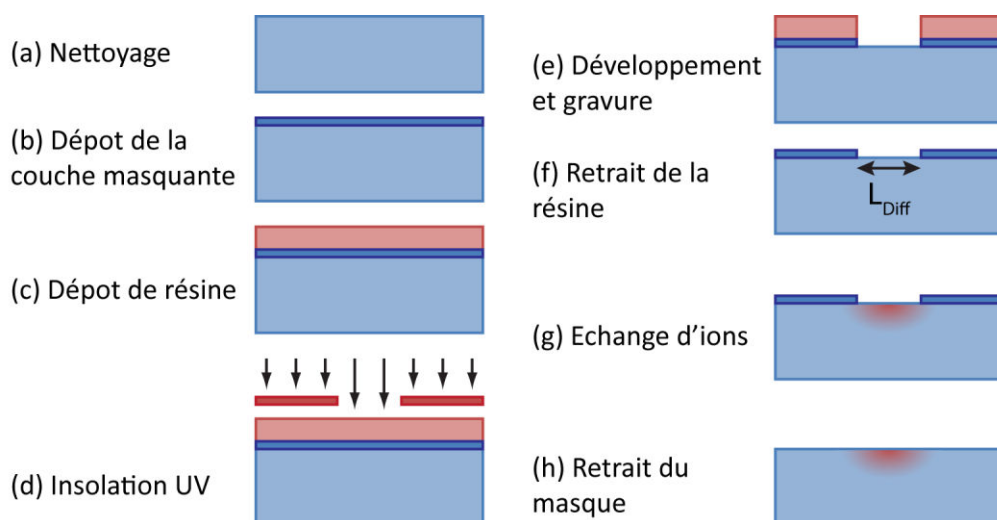


Figure II.8 – Procédé de réalisation d'un échange thermique pour la création d'un guide canal

Afin de retranscrire les motifs d'un masque de lithographie sur le substrat, une couche de résine photosensible positive (Shipley S1805) est ensuite déposée par centrifugation (c) et recuite en étuve. L'insolation de la résine se fait à une longueur d'onde de 254 nm avec une lampe à mercure (d). Le masque de photolithographie est constitué d'une plaque de verre chromée dont les motifs ont une résolution de 0,01 μm . Une fois la résine développée et le second recuit en étuve effectué, la couche d'alumine est gravée dans une solution à base d'acide orthophosphorique et la résine retirée (f). Il existe un élargissement systématique de l'ordre 0,2 μm entre les ouvertures du masque et les fenêtres de diffusion effectivement gravées dans la couche d'alumine.

L'échange d'ions proprement dit est alors réalisé (g). La température du bain d'échange est contrôlée avec une précision de ± 1 °C dans un four dédié. Une thermalisation est nécessaire afin d'éviter un choc thermique au substrat, ce dernier est donc maintenu en suspension au-dessus du bain durant quelques minutes avant l'échange. La durée exacte de cette thermalisation dépend du procédé en cours. Un bras mécanique descend alors le substrat dans le mélange. Une fois le temps d'échange écoulé, le substrat est retiré du four manuellement pour une plus grande rapidité d'exécution. Après une période d'attente, la plaquette est revenue à température ambiante, elle est alors rincée et le masque d'échange peut être retiré (h) par trempage dans la solution de gravure précédemment citée.

3.2 Enterrage sous champ

3.2.1 L'enterrage uniforme

Dans certaines situations, il est nécessaire de réaliser un enterrage sous champ des guides créés par échange thermique. Le principe de ce procédé est basé sur l'application d'un champ électrique suffisamment intense pour que le terme de transport de l'équation (II.14) soit prépondérant devant le terme de diffusion. Pour ce faire, la température de travail est généralement abaissée de façon à limiter fortement la diffusion.

Le montage utilisé au laboratoire pour les procédés d'enterrage est représenté sur la Figure II.9. Le bain secondaire est constitué de nitrate de sodium, on y plonge un entonnoir contenant le bain primaire dont la composition dépend du procédé en cours. Le substrat est plaqué contre l'entonnoir, face échangée orientée vers l'intérieur, le montage est ensuite mis sous vide afin de maintenir la plaquette en place. Une différence de potentiel est alors appliquée entre les deux bains à l'aide d'un générateur de tension et d'une paire d'électrodes de platine. Le courant délivré est donc un courant d'ions passant à travers le substrat, le bain primaire servant de source d'ions et le bain secondaire de réceptacle. L'utilisation d'une phase liquide permet l'application d'un potentiel uniforme sur chaque face de la plaquette de verre, et donc d'un champ électrique vertical et homogène à l'intérieur du substrat.

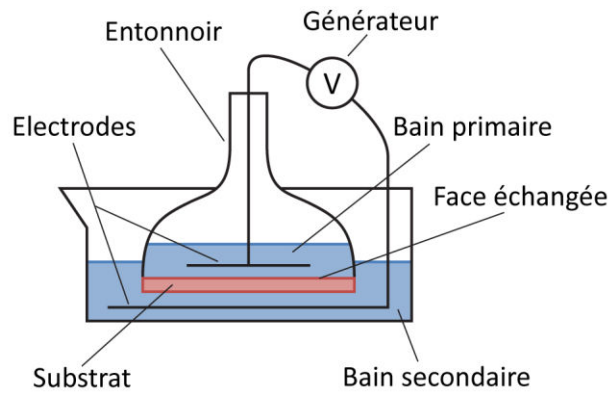


Figure II.9 – Schéma du montage d'enterrage

La profondeur d'enterrage finale du guide est fonction de la tension appliquée, du temps d'enterrage et de la température du substrat via le coefficient de diffusion. Le contrôle de ces paramètres n'est pas aisé. En effet, le passage des ions génère un échauffement de la plaquette par effet Joule, et donc une baisse de résistivité du substrat. La vitesse d'enterrage a donc tendance à augmenter au cours du procédé car le flux d'ions augmente. De plus, l'effet d'alcalin mixte présenté dans la partie 1.1.2 de ce chapitre implique que la vitesse d'enterrage d'un guide dépend également de la concentration locale en ions argent et donc de la géométrie du guide initial.

3.2.2 L'enterrage différentiel

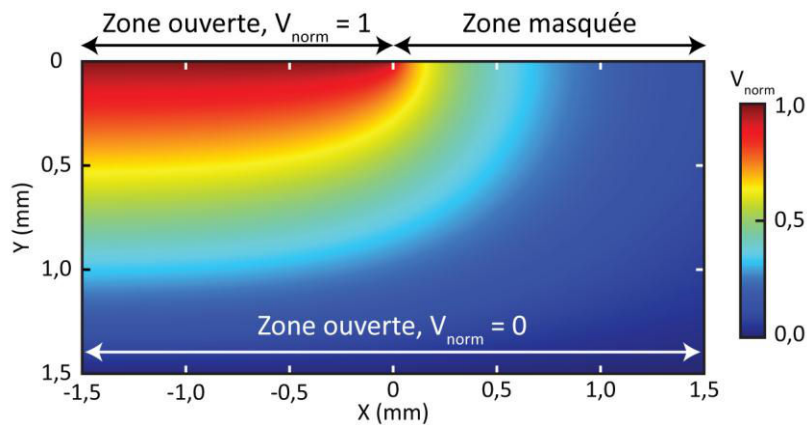
On parle d'enterrage différentiel lorsque le champ électrique n'est pas homogène dans le substrat. Le guide résultant de ce procédé présente donc différentes profondeurs d'enterrage. Les inhomogénéités du champ électrique à l'intérieur du substrat sont générées par la présence d'un masque d'enterrage bloquant localement le passage du courant d'ions. En fonction de l'application visée, plusieurs formes de masquage sont possibles.

3.2.2.1 Masquage en face arrière

L'application la plus commune de l'enterrage différentiel est la transition entre un guide enterré présentant un excellent couplage avec les fibres optiques, et un guide de surface permettant l'interaction de la lumière avec le superstrat. Une transition adiabatique entre les deux parties du guide est généralement préférable. Afin de réaliser un tel enterrage, un bain à base de nitrate de sodium sert de bain primaire. Dans ce cas, un masquage est réalisé en face arrière. En effet, comme on peut le voir sur la Figure II.10, le profil de champ électrique au niveau des guides est alors doux et la zone de transition présente une longueur de 6 mm environ [6]. Nous utiliserons ce mode d'enterrage pour limiter la zone d'interaction avec le superstrat magnéto-optique du rotateur Faraday dans le chapitre IV.

3.2.2.2 Masquage en face avant

Il est également possible d'utiliser un masque en face avant pour la génération de profils de champ plus abrupts ou pour la réalisation d'échanges Ag^+/Na^+ directement sous l'influence du champ électrique. Dans ces cas, le masque d'enterrage est préférentiellement constitué d'une couche d'alumine ayant subi une photolithographie afin d'en délimiter précisément les contours. Son épaisseur doit être plus élevée que dans le cas d'un échange thermique afin d'éviter la dégradation de la couche, une épaisseur de 200 nm est en général nécessaire. Ce type d'enterrage sera envisagé pour la réalisation du rotateur de polarisation réciproque dans le chapitre V.



La Figure II.10 présente la carte de potentiel lors d'un enterrage sur un substrat de 1,5 mm d'épaisseur en présence d'un masque sur l'une des faces. On remarque que le côté du substrat sur lequel le masque a été déposé présente des variations de potentiel beaucoup plus importantes en raison de l'effet de pointe provoqué par le bord du masque. À l'inverse du champ électrique sur la face opposée, celui-ci présente également une composante horizontale non négligeable aux abords du masque.

3.3 Enchaînement d'étapes technologiques

Qu'il s'agisse d'échanges thermiques ou d'étapes d'enterrage, la complexité des fonctions réalisées demande parfois la mise en cascade de plusieurs étapes d'échange d'ions et d'enterrage. Cela permet notamment l'intégration en trois dimensions de circuits intégrés optiques sur verre. L'enchaînement des étapes est conditionné par l'alignement des motifs successifs d'une part, et le budget thermique que peuvent supporter les guides précédemment réalisés d'autre part.

La machine de photolithographie utilisée permet un positionnement des motifs avec une précision de $0,5\ \mu\text{m}$ grâce à un alignement en face arrière. Les substrats de verre et l'alumine en surface étant transparents aux longueurs d'ondes visibles, il est possible d'aligner et de superposer le masque de lithographie avec des guides d'ondes déjà présents sur le substrat.

Tout échange d'ions dans un substrat contenant des guides entraîne une rediffusion thermique. Il est nécessaire de prendre en compte ces rediffusions lors de l'élaboration du procédé de fabrication en adaptant les temps et les températures d'échange et de thermalisation de chaque procédé, mais aussi en ordonnant correctement les étapes de fabrication. En effet, nous verrons dans le chapitre III que certains guides comme les filtres de polarisation requièrent la proximité de la surface du substrat pour fonctionner correctement. Toute rediffusion thermique est par conséquent nuisible à leurs performances et il est nécessaire de créer ces guides d'ondes en dernier lieu.

Ces considérations sont détaillées dans le chapitre III de ce manuscrit dans le cadre du procédé de fabrication du séparateur de polarisation.

3.4 Découpe, polissage

La mise en forme finale de chaque échantillon passe par sa découpe et le polissage de ses facettes. La découpe est réalisée à l'aide d'une scie circulaire à lame diamantée et le polissage à l'aide d'une série de disques abrasifs dont les grains varient en taille de $45\text{ }\mu\text{m}$ à $0,5\text{ }\mu\text{m}$. Après ces deux étapes, l'échantillon se présente sous la forme d'un rectangle de verre et ses facettes d'entrée et sortie présentent un poli optique permettant l'injection dans les guides d'ondes avec un minimum de pertes.

4 Caractérisation

Nous présentons dans cette partie les différents bancs de mesure utilisés durant cette thèse ainsi que les techniques de caractérisation qui leur sont associées. Nous expliquerons dans un premier temps comment nous visualisons les profils de modes et les spectres de transmission des guides d'ondes. Nous détaillerons ensuite le fonctionnement du banc de mesure en polarisation que nous avons monté pour cette thèse et donnerons les détails de la manipulation d'analyse des pertes. Nous finirons par une description du banc de mesure de biréfringence développé au LT2C que nous avons utilisé.

4.1 Caractérisation des profils de modes

Comme l'indique la Figure II.11, la mesure des profils de modes est réalisée en injectant de la lumière monochromatique dans un guide d'ondes via une fibre monomode montée sur un micro-positionneur à trois axes. La lumière est ensuite collectée grâce à un objectif et focalisée sur une caméra CCD reliée à un ordinateur pour la sauvegarde des images.

Cette caractérisation s'avère utile pour chaque échantillon : il s'agit d'une observation rapide donnant des informations sur le confinement de la lumière dans un guide d'ondes et le nombre de modes que celui-ci supporte. En effet, si le guide est monomode, la position de la fibre en entrée a une incidence sur l'amplitude de l'image mesurée mais aucune sur sa forme. A l'inverse, si le guide est multimode, les mouvements transverses de la fibre d'injection influent sur la quantité d'énergie couplée sur chaque mode de propagation. La forme observée à la caméra est alors modifiée.

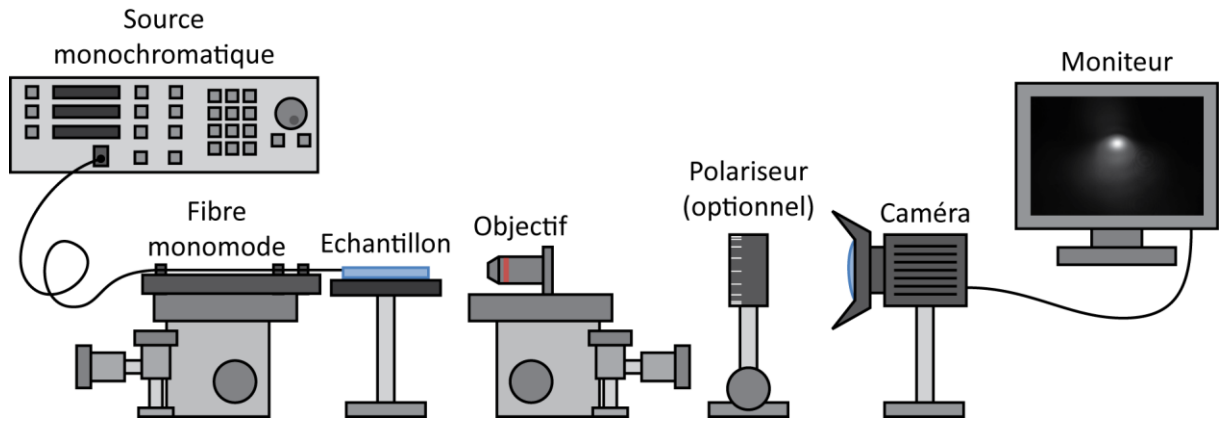


Figure II.11 – Banc de champ proche

Un calibrage de l'image grâce à une distance connue permet également de déterminer la taille des modes. L'étalon utilisé est en général l'espacement entre les bras de sortie d'une jonction 1 vers 2 conçue à cet effet. La précision de ces mesures est limitée par la résolution de la caméra et par le pouvoir de résolution de l'objectif. En effet, si la variation spatiale d'amplitude d'un mode est trop abrupte, la limite de diffraction de l'objectif ne permet pas de l'observer. C'est le cas par exemple des parties évanescentes des modes au-dessus des guides de surface.

En insérant un polariseur entre l'objectif et la caméra, il est possible d'observer successivement la forme de chaque mode de polarisation du guide caractérisé. A cette fin, il est préférable d'utiliser une source incohérente de type source à amplification d'émission spontanée (ASE) afin d'exciter les deux modes de polarisation du guide de façon équitable. Les images (a) et (b) de la Figure II.12 représentent les modes fondamentaux TE et TM d'un guide présentant une biréfringence élevée à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ($\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$). Son mode TE est bien confiné tandis que son mode TM est proche de la coupure, ce qui se traduit par un plus grand diamètre de mode et une asymétrie verticale. De ce fait, les deux modes de propagation présentent des pertes de couplage différentes avec les fibres optiques.

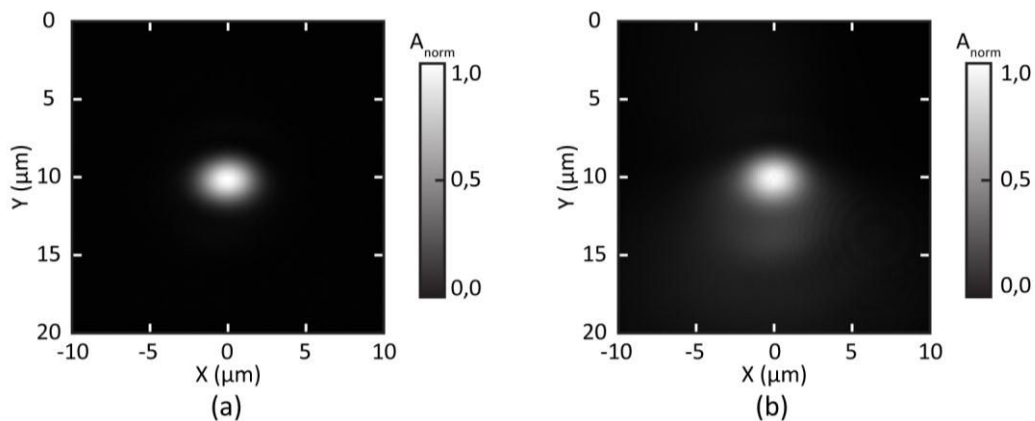


Figure II.12 – Modes TE (a) et TM (b) observés en sortie d'un guide d'ondes

4.2 Analyse spectrale

La caractérisation par analyse spectrale permet de tracer le spectre de transmission d'un guide d'ondes. Pour ce faire, comme représenté sur la Figure II.13, de la lumière blanche issue d'une source à super-continuum (Leukos) est injectée dans l'échantillon par l'intermédiaire d'une fibre optique montée sur un micro-positionneur trois axes, puis collectée et analysée dans un analyseur de spectre à réseau (modèle HP-70.004 a). Pour effectuer le calibrage en puissance en décibels, on soustrait le spectre obtenu en accolant les fibres d'entrée et de sortie au spectre mesuré à travers l'échantillon. De cette façon, on s'affranchit des variations spectrales de puissance liées à la source.

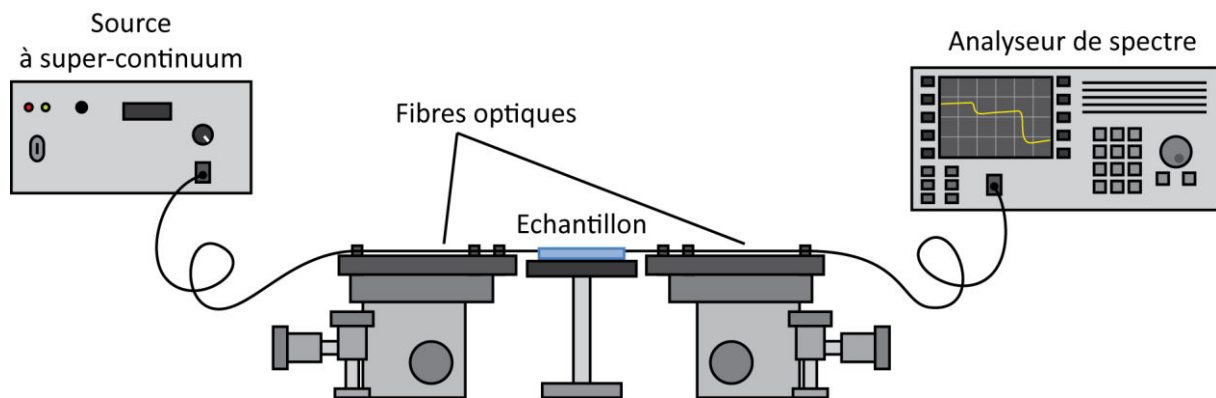


Figure II.13 – Banc d'analyse spectrale

Dans le cadre de notre étude, cette manipulation permet de déterminer les longueurs d'ondes de coupure de chaque mode propagé. En effet, l'énergie présente sur un mode de propagation parvenant à sa coupure est couplée sur les modes radiatifs et fuit dans le substrat. Par conséquent, elle n'est pas collectée par la fibre optique de sortie et la coupure d'un mode se traduit sur l'analyseur de spectre par une marche descendante (voir Figure II.14). Si on cherche à observer la coupure des modes d'ordre supérieur, les fibres optiques d'entrée et sortie doivent être multimodes afin d'exciter simultanément tous les modes de propagation. Dans le cas où l'on souhaite observer uniquement les coupures des deux modes de polarisation fondamentaux, l'utilisation de fibres monomodes est à préférer car le couplage sur les modes fondamentaux sera favorisé. On amplifie ainsi la perte de puissance liée à la coupure de ces modes.

Sur la Figure II.14, on remarque qu'entre deux coupures les courbes d'analyse spectrale présentent une pente positive. Cet effet provient du couplage avec les fibres optiques. En effet, le confinement du mode propagé évolue avec la longueur d'onde et sa largeur s'accorde de mieux en mieux avec celui de la fibre de collection lorsque la longueur d'onde s'approche de la coupure. Cet effet se traduit par une plus grande puissance collectée en sortie.

On remarque également que les courbes ne sont pas parfaitement verticales à la coupure d'un mode. Cette pente est due à l'angle de fuite du mode rayonné par rapport au guide d'ondes : le substrat n'étant pas de longueur infinie, la fibre de collection récupère un peu de puissance pour les très faibles

angles de fuite. Une fois la coupure passée, cet effet s'atténue car l'angle de fuite grandit avec la longueur d'onde. Une règle empirique définie par Lang et al. affirme que la longueur d'onde de coupure d'un mode doit être mesurée à -3 dB du maximum [55].

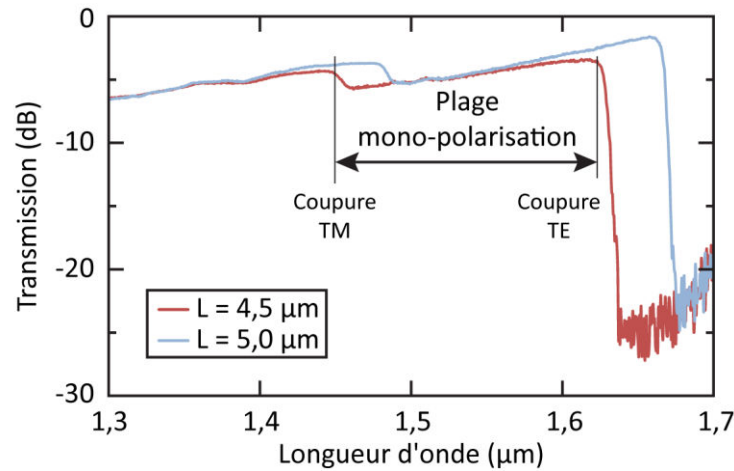


Figure II.14 – Courbes d'analyse spectrale de guides optimisés pour le filtrage de polarisation TM

La Figure II.14 montre les courbes d'analyse spectrale de deux guides réalisés par échange d'ions dont le procédé de fabrication a été optimisé pour agrandir la plage spectrale sur laquelle ils ne guident que le mode TE. L'échange a duré 8 minutes à une température de 280 °C après une thermalisation courte, les largeurs L de fenêtres de diffusion étaient de 4,5 µm et 5,0 µm. Les marches visibles entre 1,4 µm et 1,5 µm sont dues à la coupure du mode TM sur chaque guide, leurs profondeurs de l'ordre de 3 dB indique une répartition équitable de la puissance sur chaque mode de polarisation avant la coupure. Les marches entre 1,6 µm et 1,7 µm correspondent à la coupure du mode TE. A des longueurs d'ondes plus élevées, aucun mode n'est guidé par ces structures, la plage de mono-polarisation de ces guides d'ondes est ainsi de 180 nm. Ces courbes permettent de mettre en évidence l'influence de la largeur des guides sur leurs longueurs d'ondes de coupure. En effet, un décalage de 40 nm est mesurable entre les coupures des modes TE de chaque guide.

4.3 Mesures en polarisation

Le sujet de cette thèse est la réalisation de dispositifs de contrôle de la polarisation en optique intégrée sur verre ; la caractérisation des composants a nécessité la mise en place de méthodes de mesures spécifiques. Il s'agit de déterminer les pertes provoquées par les fonctions ainsi que de caractériser les performances de chacune : un filtre de polarisation est caractérisé par son taux d'extinction, un séparateur par sa diaphonie et un rotateur par son angle de rotation. Il est nécessaire de déterminer la position des axes propres d'un guide, ainsi que les états de polarisation en sortie de celui-ci.

Les derniers travaux sur la polarisation au laboratoire datant de la thèse de Thiemo Lang soutenue en 1997 [56], un nouveau banc de mesure a dû être monté. Après quelques définitions des caractéristiques recherchées, nous présenterons dans cette partie le banc accompagné des méthodes de mesures.

4.3.1 Définitions

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, l'état de polarisation de la lumière cohérente est elliptique. Il existe deux états particuliers de polarisation dégénérés : la polarisation linéaire et la polarisation circulaire. Sur la Figure II.15, les angles γ et ϵ sont appelés respectivement angle de polarisation et angle d'ellipticité. En pratique, n'ayant accès qu'aux puissances et non à l'amplitude du champ électrique, on définit également le taux d'extinction de polarisation (PER, pour Polarization Extinction Ratio) comme suit :

$$PER = 10 \log_{10} \frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}} = 10 \log_{10} (\tan^2 \epsilon) \quad (\text{II.35})$$

avec P_{\parallel} et P_{\perp} la puissance sur le grand axe et le petit axe de l'ellipse. Le PER est donc également une mesure de l'ellipticité de la polarisation : plus il est petit, plus la polarisation est linéaire.

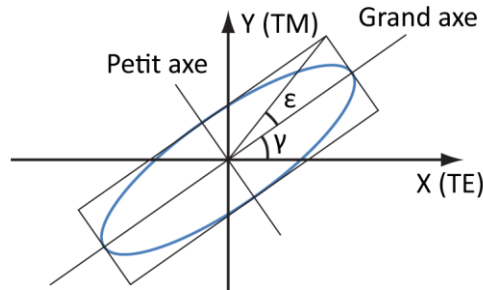


Figure II.15 – Etat de polarisation elliptique

Comme nous l'avons vu dans la partie théorique 1.2 de ce chapitre, un guide d'ondes optique possède deux axes propres, ou axes de polarisation, chaque axe étant associé à une famille de modes de propagation. Dans le cas où ces axes de polarisation sont respectivement perpendiculaire et parallèle à la surface du substrat, ils sont désignés comme les axes TM et TE en référence aux définitions données dans les guides plans.

4.3.2 Description du banc

Afin d'estimer expérimentalement l'effet du dispositif sur la polarisation de la lumière le traversant, il est nécessaire de maîtriser l'état de polarisation en entrée et de le mesurer en sortie pour comparaison. Par commodité, nous avons choisi d'injecter en entrée du guide de la lumière polarisée linéairement. Cette configuration permet d'exciter les modes TE et TM indépendamment, mais aussi d'exciter les deux modes simultanément dans la proportion voulue en faisant varier l'angle de la polarisation incidente. Dans ce cas, on sait de plus que les modes guidés sont en phase à l'entrée de l'échantillon.

Le banc de mesure développé durant cette thèse est représenté sur la Figure II.16. L'injection de la lumière dans l'échantillon testé se fait via une fibre monomode à maintien de polarisation montée dans un support tournant. Par cet intermédiaire, il est possible de régler l'angle de la polarisation incidente α avec une précision de $\pm 0,5^\circ$.

Nous disposons de deux sources fibrées polarisées linéairement : la première est une source Tunics monochromatique, accordable en longueur d'onde sur la plage $[1,50 - 1,65 \mu\text{m}]$ présentant une largeur de raie $\Delta\lambda$ de 0,4 nm polarisée avec un PER inférieur à -20 dB. L'autre est une source Delta Optics monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 1,544 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 12 \text{ nm}$ et avec un PER inférieur à -30 dB.

La lumière en sortie de l'échantillon est collectée par un objectif de microscope. Son état de polarisation est déterminé par un analyseur à large bande orientable (angle de rotation β avec une précision de $\pm 1^\circ$) présentant 60 dB d'extinction allié à un photo-détecteur au germanium calibré en puissance (Thorlabs). Afin de faciliter l'acquisition d'une référence de puissance, l'analyseur est placé sur un support aimanté escamotable. De même, pour pouvoir analyser simplement les deux bras de sortie d'une jonction Y, l'ensemble analyseur/détecteur est monté sur un rail.

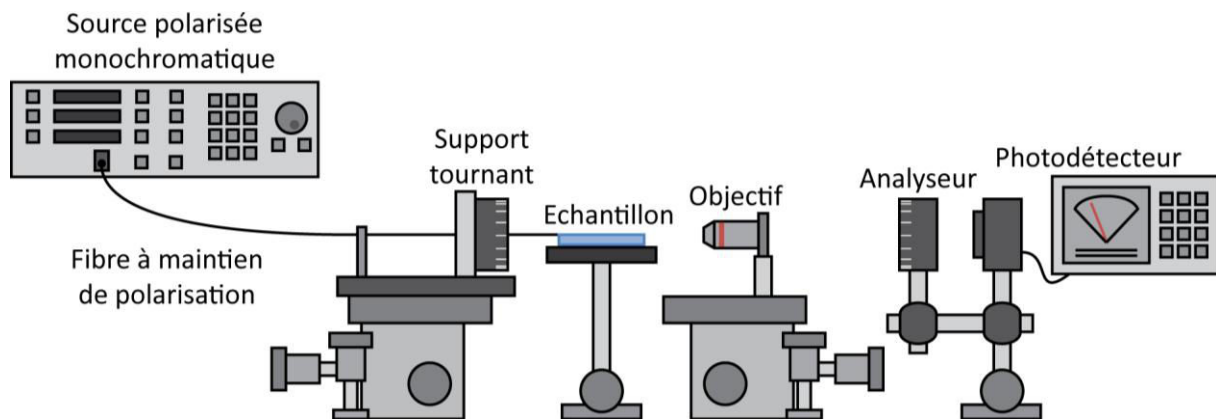


Figure II.16 – Banc de mesure de polarisation développé pour la caractérisation de nos dispositifs

L'alignement en translation des différents éléments du banc de mesure est réalisé par auto-collimation. Cette manipulation est facilitée par le remplacement de la source infrarouge par un laser hélium-néon émettant de la lumière visible. Les alignements en rotation des axes de polarisation de la fibre avec ceux de l'analyseur, puis avec ceux de l'échantillon, doivent être réalisés avec beaucoup de soins pour augmenter la précision des mesures. Ces procédures sont détaillées dans la partie suivante.

4.3.3 Alignement des axes de polarisation

La Figure II.17 indique les notations utilisées pour les différents angles de polarisation du banc.

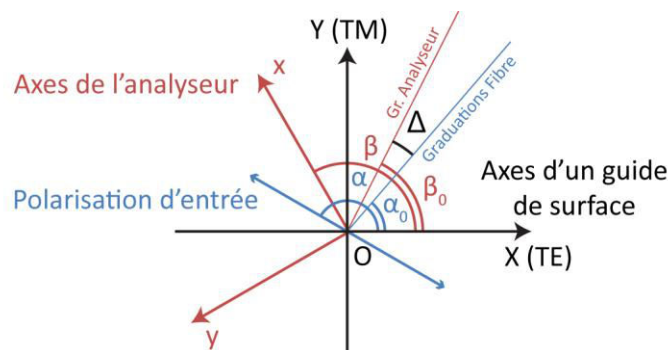


Figure II.17 – Notations des axes et des angles de polarisation du banc de mesure

La référence des angles est définie par la surface de l'échantillon, c'est-à-dire par les axes TE et TM d'un guide de surface. Puisqu'aucun repère sur la fibre optique ne permet l'alignement de ses axes principaux lors de son insertion dans le support tournant gradué, il existe un angle α_0 entre l'axe X et les graduations du support. Il en va de même pour l'analyseur pour lequel nous appelons cet angle β_0 . L'écart entre α_0 et β_0 est appelé Δ . On note de plus $\alpha_{lu} = \alpha - \alpha_0$ et $\beta_{lu} = \beta - \beta_0$ les valeurs lues sur les supports de la fibre et de l'analyseur.

Toutes les mesures nécessitent la connaissance des angles α_0 et β_0 afin de maîtriser l'injection et d'avoir une référence pour l'angle de polarisation en sortie. La Figure II.18 schématise les étapes de préparation de chaque mesure en polarisation.

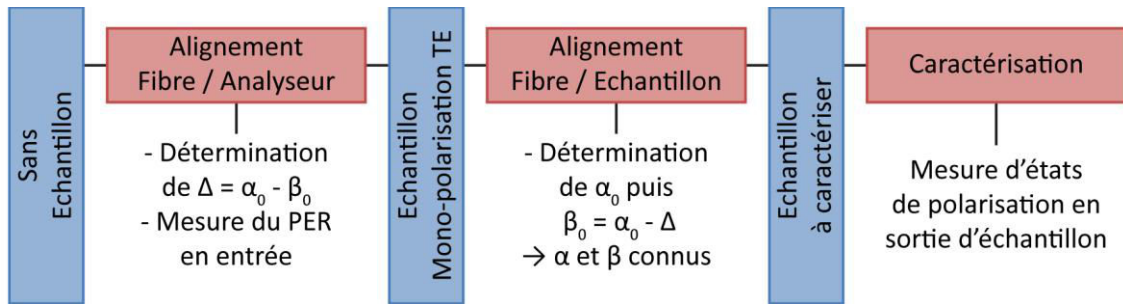


Figure II.18 – Synopsis de toute manipulation sur le banc de mesure en polarisation

La première étape consiste en une mesure sans échantillon ; elle permet la détermination de l'angle Δ et la vérification de l'état de polarisation en sortie de fibre. Un échantillon mono-polarisation TE est ensuite posé sur le banc, il permet d'aligner l'axe principal de la fibre d'injection avec l'axe X du banc. L'opérateur connaît alors les valeurs de α_0 et β_0 . Il est à noter que l'utilisation d'un guide qui ne serait pas mono-polarisation laisserait une indétermination de 90° sur ces angles puisqu'il n'est pas possible de discerner l'axe TE de l'axe TM dans un guide supportant les deux polarisations. Toutes les informations nécessaires sont alors connues et il est possible de caractériser les échantillons.

Nous allons détailler les étapes d'alignement dans les paragraphes à venir avant de développer la théorie de la mesure et de donner un exemple de courbe expérimentale à la sortie d'un guide d'ondes.

4.3.3.1 Mesure d'états de polarisation, alignement fibre-analyseur

Nous déterminons la position de l'axe principal de la fibre d'injection en analysant l'état de polarisation à sa sortie. Pour ce faire, nous fixons α et faisons évoluer β , l'angle de l'analyseur : l'inclinaison de l'axe principal de la fibre mesurée correspond alors à la position du maximum de puissance sur chaque tracé. La Figure II.19 représente la puissance mesurée en fonction de l'angle de l'analyseur β pour différentes valeurs de l'angle d'injection α . La fibre émettant un faisceau polarisé linéairement, la procédure est équivalente à une expérience de polariseurs croisés. La puissance mesurée suit donc une loi de Malus (II.36).

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (\text{II.36})$$

On remarque que pour plus de précision, il convient de déterminer la position du minimum de puissance, qui correspond au petit axe de l'ellipse de polarisation, et d'ajouter 90° à la mesure.

Le PER est mesuré en calculant la différence entre le minimum et le maximum de puissance en dBm. Les mesures de la Figure II.19 sont effectuées avec la source Delta Optics. Elles permettent de vérifier que le PER garanti par le fournisseur (< -30 dB) est respecté et n'est pas dégradé par la rotation de la fibre.

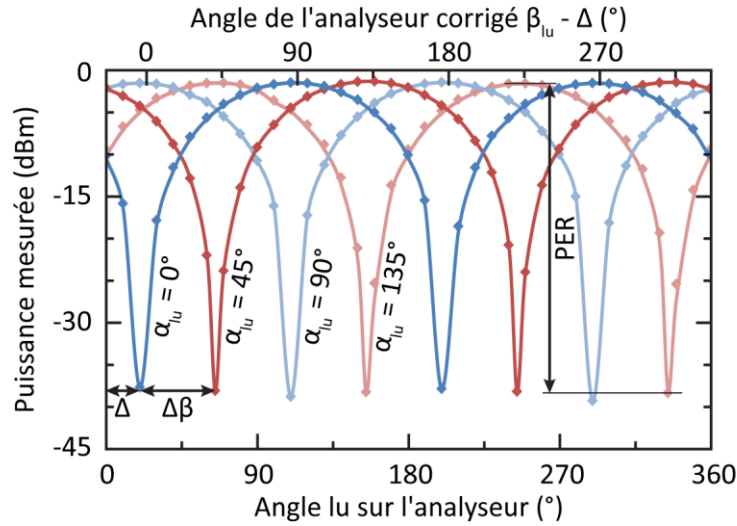


Figure II.19 – Puissance mesurée en sortie de fibre d'injection en fonction de l'angle β de l'analyseur pour différentes orientations α de la fibre

On vérifie de plus que l'état de polarisation tourne bien du même angle que la fibre : l'écart $\Delta\beta$ entre les minimums de puissance correspond à la différence entre les valeurs de α . Dans le cas de la Figure II.19, on mesure un écart Δ de 20° entre les axes de la fibre et ceux de l'analyseur.

4.3.3.2 Alignement fibre-guide

L'alignement des axes de la fibre d'injection avec le repère du laboratoire nécessite un guide mono-polarisation. En effet, les axes propres d'un guide monomode classique sont indiscernables et ne permettent qu'un alignement des axes modulo 90° . La lumière polarisée TM n'est pas propagée dans ce type de guides. Par conséquent, le PER n'est en théorie pas défini, car le petit axe de l'ellipse de polarisation qui intervient dans l'équation (II.35) n'existe pas.

Afin de déterminer la valeur de l'angle α_0 , nous mesurons la puissance transmise en fonction de l'angle de la fibre d'injection α . Comme précédemment, la manipulation est équivalente à une expérience de polariseurs croisés. La Figure II.20 montre la puissance mesurée en dBm à la sortie d'un guide mono-polarisation en fonction de l'angle d'injection α_{lu} . Le guide a subi un échange de 7 minutes à 280°C après une thermalisation longue, la fenêtre de diffusion est une ouverture de $4\text{ }\mu\text{m}$ dans le masque. La courbe expérimentale suit bien la loi (II.36) tracée en noir, elle permet de mesurer l'angle α_0 et ainsi de corriger l'angle lu sur le support de la fibre. On trouve dans ce cas $\alpha_0 = 50^\circ$.

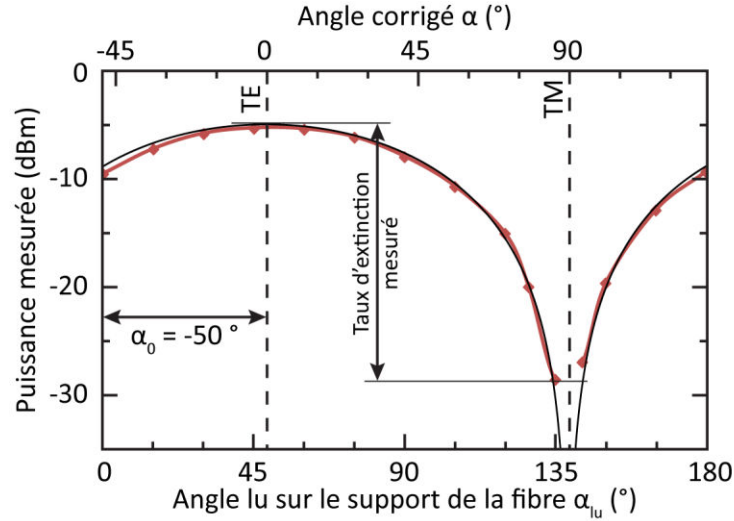


Figure II.20 – Puissance mesurée en sortie d'un guide mono-polarisation en fonction de l'angle de polarisation en entrée

Il est à noter que le taux d'extinction du guide polariseur est défini comme la différence en dB entre les transmissions en mode TE et en mode TM. Le composant utilisé pour tracer la courbe de la Figure II.20 possède donc un taux d'extinction d'au moins 23 dB, la mesure de celui-ci étant limitée par l'appareillage de mesure. L'angle β_0 est déduit de la mesure par l'équation $\beta_0 = \alpha_0 - \Delta$. Nous avons ainsi déterminé les positions des axes principaux de la fibre et de l'analyseur dans le repère du substrat.

4.3.4 Mesures en sortie d'un guide d'onde

Avant de donner un exemple de mesure permettant de déterminer la position des axes propres d'un guide monomode possédant deux axes de polarisation, nous allons détailler la théorie sous-jacente à cette manipulation.

4.3.4.1 Théorie

Avant son injection dans le guide, on peut écrire le champ électrique complexe dans le formalisme de Jones [57] en faisant l'hypothèse d'une polarisation de la lumière parfaitement linéaire.

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}_{(X,Y)} \quad (\text{II.37})$$

A l'entrée du guide d'onde, le champ est décomposé sur les axes propres du guide. Le guide d'ondes se comporte ensuite comme une lame à retard de phase, c'est-à-dire que la lumière couplée sur chaque mode de polarisation k se propage avec une constante de phase propre $k_0 n_k$, et un déphasage se crée entre les modes TE et TM. Après une propagation sur une distance z dans le guide, on a donc l'expression du champ complexe (II.38), en notant $E'_0 = E_0 \exp(jk_0 n_{TE} z)$ l'amplitude du champ en sortie, et $\Delta\phi = k_0 (n_{TE} - n_{TM}) z$ la différence de phase accumulée entre les deux polarisations.

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos \alpha \exp(jk_0 n_{TE} z) \\ \sin \alpha \exp(jk_0 n_{TM} z) \end{pmatrix}_{(X,Y)} = E'_0 \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \exp(-j\Delta\phi) \end{pmatrix}_{(X,Y)} \quad (\text{II.38})$$

Comme dans tout milieu biréfringent, la superposition de ces modes génère un état de polarisation elliptique en chaque point du guide d'onde. Les expressions théoriques des angles de polarisation γ et d'ellipticité ϵ en sortie de guide sont données en (II.39) en fonction de l'angle d'entrée et du déphasage. On obtient ces expressions en recherchant le grand axe de l'ellipse définie en (II.38) en coordonnées polaires.

$$\begin{cases} \gamma = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2 \tan \alpha \cos \Delta\phi}{1 - \tan^2 \alpha}\right) = \frac{1}{2} \arctan(\tan 2\alpha \cos \Delta\phi) \\ \epsilon = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{2 \tan \alpha \sin \Delta\phi}{1 + \tan^2 \alpha}\right) = \frac{1}{2} \arcsin(\sin 2\alpha \sin \Delta\phi) \end{cases} \quad (\text{II.39})$$

Expérimentalement, nous avons accès à la puissance incidente sur le détecteur et non au champ électrique, c'est pourquoi nous traçons par la suite le PER en sortie de guide plutôt que l'angle d'ellipticité. Sur la Figure II.21 est tracé le PER théorique en fonction de l'angle d'incidence α pour différentes valeurs du déphasage $\Delta\phi$. On remarque que dans le cas particulier où l'excitation est réalisée suivant un axe propre du guide ($\alpha \equiv 0 [\pi/2]$), la polarisation en sortie est linéaire, et l'expression (II.39) de γ montre que l'angle de la polarisation en sortie vaut α . Ceci est dû au fait que les modes guidés sont orthogonaux et n'échangent donc pas d'énergie.

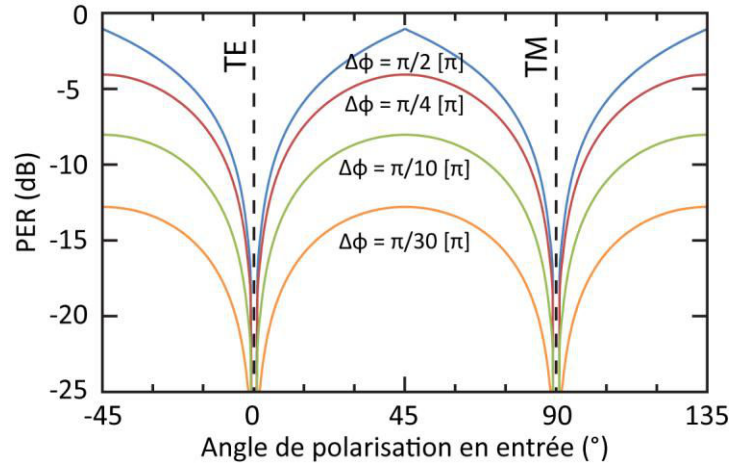


Figure II.21 – PER théorique en fonction de l'angle de polarisation d'entrée α pour différentes valeurs de $\Delta\phi$

La position des axes propres d'un guide peut donc être déterminée en traçant le PER en sortie du guide en fonction de l'angle α de la fibre d'entrée : le taux d'extinction de polarisation est minimal lorsque seul l'un des modes propres du guide est excité.

Dans le cas général où les deux polarisations sont excitées à l'entrée, les équations (II.39) et (II.35) montrent que le taux d'extinction de polarisation est également fonction du déphasage final $\Delta\phi$. La courbe représentative du PER en fonction de $\Delta\phi$ est paire et π -périodique. Comme on peut le voir sur la Figure II.21, le guide idéal pour la détermination des axes propres présente un déphasage $\Delta\phi$ de $\pi/2 [\pi]$ afin d'avoir un contraste de puissance maximal entre les extrémums.

Dans le cas particulier où la propagation entraîne un nombre entier de battements ($\Delta\phi \equiv 0 [\pi]$), la polarisation en sortie est identique à celle d'entrée. Elle est donc linéaire quelle que soit la valeur de α , et l'angle de polarisation en sortie γ est égal à l'angle α en entrée. Dans ce cas, il est donc impossible de déterminer la position des axes propres.

4.3.4.2 Courbes expérimentales

La Figure II.22 représente le PER mesuré à la sortie d'un guide d'ondes monomode en fonction de l'angle de polarisation en entrée à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$; tout comme le guide monopolarisation de la Figure II.20, le guide a subi un échange de 7 minutes à 280°C après une thermalisation longue. L'unique différence entre ces deux guides est la largeur de fenêtre de diffusion L , celle-ci étant de $5,0 \mu\text{m}$.

Le guide supporte les deux polarisations, on retrouve bien la forme théorique des courbes de la Figure II.21. Le guide possédant deux axes propres, la courbe observée est 90° -périodique. Comme indiqué en préambule, on peut remarquer que les axes TE et TM ne sont pas différenciables sur la courbe, c'est bien la détermination préalable de α_0 qui permet de distinguer ces axes. Comme nous l'avons vu sur la Figure II.22, le fait que le PER n'atteigne pas la valeur zéro pour un angle d'injection de 45° est dû au déphasage non nul induit par le guide.

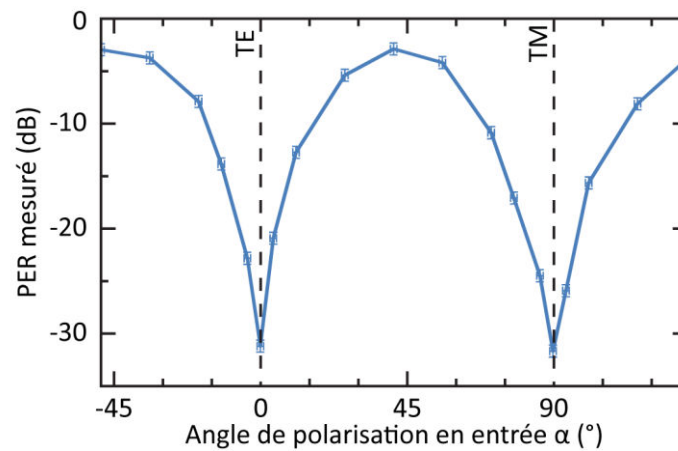


Figure II.22 – PER mesuré en sortie d'un guide supportant deux modes de polarisation

Nous avons vu dans cette partie une méthode de mesure calibrée de l'état de polarisation de la lumière en sortie d'un guide. Cette mesure permettra de déterminer les états de polarisation à la sortie des composants fabriqués pour cette thèse. En particulier, elle permettra la mesure des diaphonies du séparateur de polarisation réalisé dans le chapitre III. D'un exemple de mesure sur un guide droit classique, nous avons déduit une méthode permettant d'estimer la position des axes propres d'un guide d'onde.

Nous verrons dans la section suivante que ce banc de polarisation permet également, moyennant une modification, de mesurer les pertes d'insertion dans un échantillon et d'identifier précisément leurs origines.

4.4 Mesures de pertes

En optique intégrée, on appelle pertes d'insertion et on note p_{ins} les pertes globales d'un composant mesurées lorsque la lumière est injectée et collectée par des fibres optiques. Ces pertes ont différentes origines qu'il est utile de discriminer afin de connaître les points technologiques à améliorer en vue de la réduction des pertes totales. Nous détaillons les différents types de pertes dans la section qui va suivre avant de présenter la méthode de mesure utilisée pour les différencier.

4.4.1 Les pertes en optique intégrée

Les pertes par couplage p_c à l'interface entre deux structures guidantes f et g sont dues à la différence de répartition du champ électromagnétique entre les deux structures. Le coefficient de couplage est donné par l'expression (II.40), où φ_k est le champ scalaire dans la structure k et ds un élément de la surface transverse. Les pertes de couplage en décibels sont alors données par l'égalité $p_c = 10 \log_{10} C_{f,g}$ avec :

$$C_{f,g} = \frac{\iint |\varphi_f \varphi_g^*| ds}{\iint |\varphi_f|^2 ds \iint |\varphi_g|^2 ds} \quad (\text{II.40})$$

Les pertes par réflexion de Fresnel p_F apparaissent à l'interface entre deux milieux dont les indices de réfraction sont différents. Elles sont caractérisées par le coefficient \mathfrak{R} , qui dépend en première approximation des indices n_1 et n_2 des milieux via la relation (II.41). On définit les pertes de Fresnel en décibels par $p_F = -10 \log_{10}(1 - \mathfrak{R})$. Les indices des fibres optiques et des guides d'optique intégrée sur verre sont suffisamment proches pour estimer que les pertes de Fresnel sont les mêmes à l'interface fibre/air qu'à l'interface guide/air.

$$\mathfrak{R} = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (\text{II.41})$$

Les pertes par propagation, ou pertes linéiques p_l , sont quant à elles dues aux défauts des guides d'onde. Ces défauts peuvent être dus à l'absorption du matériau à la longueur d'onde de travail, à la diffusion de la lumière sur des poussières ou des rayures sur la surface ou encore à des problèmes de rugosité sur les bords du masque de lithographie. L'aspect diffusif de la technologie d'échange d'ions permet en général de négliger ces derniers. Pour simplifier le problème, nous faisons ici l'hypothèse de pertes homogènes le long du guide d'ondes ; la puissance transmise diminue alors au cours de la propagation suivant la loi de Beer-Lambert. Les pertes par propagation en décibels sont donc définies par l'équation (II.42), où z est la longueur du guide et α le coefficient de pertes linéiques.

$$p_l = 10 \log_{10} \frac{P(z)}{P(0)} = \frac{10}{\ln 10} \alpha z \quad (\text{II.42})$$

Finalement, les pertes de fonction sont imputables à la conception de la fonction réalisée et sont liées par exemple à un défaut d'adiabaticité dans un composant.

4.4.2 Méthode de mesure des pertes sur un guide d'onde

La méthode de caractérisation présentée ci-après est une adaptation de la technique mise au point par Florent Gardillou durant sa thèse [58]. Elle consiste en différentes mesures de puissance liées à un même guide d'ondes et permet la discrimination complète de ses pertes en fonction du mode de polarisation. Au niveau de l'injection, le banc de caractérisation est similaire au banc de mesure en polarisation : il est constitué d'une source monochromatique polarisée linéairement et d'une fibre à maintien de polarisation montée sur un support tournant dont on a au préalable déterminé la position des axes. On peut ainsi injecter la lumière sur le mode de polarisation désiré uniquement. La collection est réalisée soit avec un objectif, soit au moyen d'une seconde fibre à maintien de polarisation.

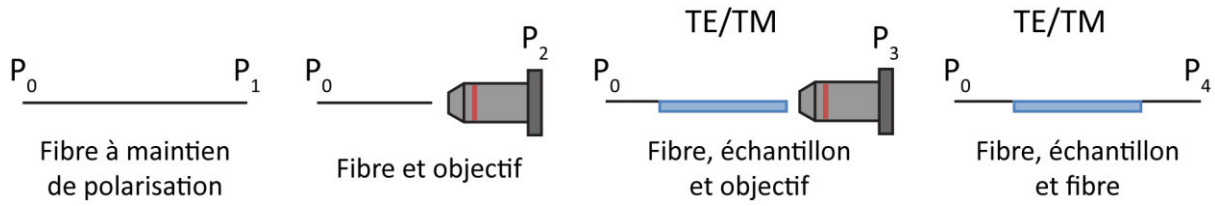


Figure II.23 – Schéma des quatre mesures servant à l'estimation des pertes dans un échantillon

La Figure II.23 représente les différentes étapes de la méthode, les puissances détectées sont notées P_k , avec k le numéro de la mesure. Elles sont toutes réalisées avec un matériel identique. Les deux premières mesures servent à l'étalonnage en puissance du banc et sont réalisées sans échantillon. La mesure 1 détermine tout d'abord la puissance P_0 mesurée en sortie de la fibre d'injection. La mesure 2 est réalisée en récupérant la puissance de la fibre d'entrée via un objectif, elle permet de déterminer les pertes p_{obj} dues à ce type de collection. Les mesures 3 et 4 sont réalisées avec l'échantillon ; la collection de la mesure 3 utilise le même objectif, celle de la mesure 4 est réalisée avec une fibre. On fait l'hypothèse que le couplage depuis la fibre d'entrée est le même que le couplage vers la fibre de sortie. Ces deux dernières mesures doivent être opérées dans chaque mode de polarisation.

A l'inverse des fibres classiques, la présence des barres de contraintes dans les fibres à maintien de polarisation empêche de les souder avec les moyens disponibles au laboratoire. Il est donc nécessaire d'utiliser une fibre complète (avec un connecteur à chaque extrémité) et de la cliver une fois la première mesure accomplie. Afin d'éviter les variations de puissance au niveau du couplage source/fibre, on prend soin de ne pas débrancher la fibre d'injection entre les mesures.

Les puissances mesurées forment alors le système (II.43) où l'indice i correspond à l'un des modes de polarisation de la lumière.

$$\begin{cases} P_1 = P_0 \\ P_2 = P_0 - p_F - p_{obj} \\ P_{3,i} = P_0 - 3p_F - p_{l,i} - p_{c,i} - p_{obj} \\ P_{4,i} = P_0 - 4p_F - p_{l,i} - 2p_{c,i} \end{cases} \quad (\text{II.43})$$

Il est possible de résoudre ce système à trois inconnues dans chaque mode de polarisation pour déterminer les valeurs des différentes contributions aux pertes, les pertes de Fresnel p_F étant déterminées numériquement.

$$\begin{cases} p_{ins,i} = -(P_{4,i} - P_1) + 4p_F \\ p_{c,i} = (P_{3,i} - P_{4,i}) + (P_1 - P_2) + 2p_F \\ p_{l,i} = p_{ins,i} - 2p_{c,i} \end{cases} \quad (II.44)$$

Cette méthode de caractérisation sera employée dans le chapitre IV pour la détermination des pertes engendrées par la couche magnéto-optique du rotateur Faraday. Dans le cas du séparateur de polarisation présenté dans le chapitre III, le composant n'est pas un simple guide d'ondes puisqu'il présente deux sorties. Il est alors nécessaire d'adapter la méthode en augmentant le nombre de mesures pour déterminer toutes les inconnues en jeu.

4.5 Mesures magnéto-optiques

Les mesures magnéto-optiques sont réalisées sur un banc développé au laboratoire LT2C de St Etienne. La technique employée est basée sur l'ellipsométrie en transmission et permet de déterminer la biréfringence modale d'un guide d'ondes par la méthode de la perturbation locale [59]. Nous présentons cette mesure dans les paragraphes à venir après avoir décrit le banc de mesure et son fonctionnement.

4.5.1 Présentation du banc de mesure

Le banc de mesure de biréfringence est illustré sur la Figure II.24. Comme le banc présenté dans la partie précédente, il s'agit d'un banc polarimétrique, c'est-à-dire que nous contrôlons la polarisation incidente et mesurons la polarisation en sortie d'échantillon. Dans ce cas en revanche, l'injection et la collection sont réalisées en optique de volume.

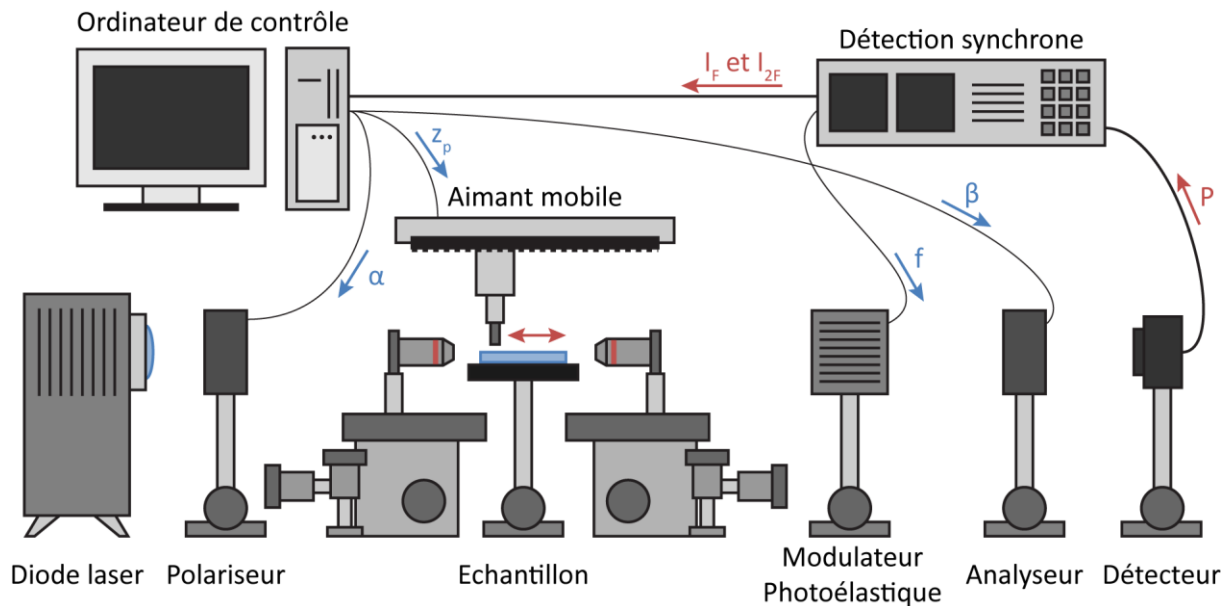


Figure II.24 – Banc de mesure de biréfringence

Le banc est constitué d'une source lumineuse, d'une paire polariseur/analyseur, d'un Modulateur Photo-Elastique (MPE) et d'un détecteur. Le polariseur et l'analyseur sont montés sur des supports tournant motorisés d'angles respectifs α et β contrôlés par ordinateur. La fonction du MPE est de moduler le retard de phase $\Delta\phi_m$ entre les ondes polarisées TE et les ondes polarisées TM le traversant. On a $\Delta\phi_m = \Delta\phi_{m0} \cos(2\pi ft)$, avec f la fréquence d'oscillation imposée au modulateur. Nous détaillerons plus loin comment ceci permet, à l'aide d'un module de détection synchrone, de déterminer avec précision l'état de polarisation en sortie d'échantillon.

Nous injectons et collectons la lumière dans l'échantillon via des objectifs de microscope montés sur des modules micro-positionneurs à trois axes. Une platine de translation permet de déplacer un aimant permanent au-dessus des guides étudiés (position z_p) pour la mesure de biréfringence modale.

La source usuelle est une diode laser émettant une puissance de 150 mW à la longueur d'onde de 1,55 μm . Celle-ci peut être remplacée par un laser hélium-néon pour l'alignement, ou par la source Tunics accordable pour effectuer des mesures à différentes longueurs d'ondes.

En notant ϵ l'ellipticité de la polarisation en sortie d'échantillon et γ son angle par rapport au polariseur en entrée, le traitement par les matrices de Jones [57] des modifications de la polarisation accumulées dans la partie d'analyse de polarisation du banc permet d'écrire le champ incident sur le détecteur de la façon suivante :

$$\vec{E} = E_0 \overbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}}^{\text{Analyseur}} \overbrace{\begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}}^{\text{PEM}} \overbrace{\begin{pmatrix} e^{i\Delta\phi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}^{\text{Polarisation à analyser}} \overbrace{\begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}}^{\text{Polarisation à analyser}} \begin{pmatrix} \cos \epsilon \\ i \sin \epsilon \end{pmatrix} \quad (\text{II.45})$$

Le détecteur perçoit l'intensité lumineuse $I = E \cdot E^*$, son développement en séries de Fourier s'écrit de la façon suivante, où I_0 , I_F et I_{2F} sont respectivement les intensités continue, de la première et de la seconde harmonique :

$$I = \frac{1}{2} (I_0 + I_F \cos(2\pi ft) + I_{2F} \cos(4\pi ft) + \dots) \quad (\text{II.46})$$

Les expressions de ces intensités utilisent les fonctions de Bessel de première espèce :

$$\begin{cases} I_0 = 1 - \cos(2\epsilon) \sin(2\gamma) J_0(\Delta\phi_m) \\ I_F = \sin(2\epsilon) J_1(\Delta\phi_m) \\ I_{2F} = \cos(2\epsilon) \sin(2\gamma) J_2(\Delta\phi_m) \end{cases} \quad (\text{II.47})$$

Dans notre cas, le déphasage maximal $\Delta\phi_m$ provoqué par le modulateur photo-élastique est réglé à une valeur de 2,4 radians de façon à annuler la fonction de Bessel du premier ordre J_0 . Pour de faibles valeurs de rotation et d'ellipticité, on obtient alors les trois équations (II.48) qui permettent de déterminer les angles caractéristiques des états de polarisation en sortie d'échantillon.

$$\begin{cases} I_0 = 1 \\ I_F \propto \sin(2\epsilon) \approx 2\epsilon \\ I_{2F} \propto \cos(2\epsilon) \sin(2\gamma) \approx 2\gamma \end{cases} \quad (\text{II.48})$$

Le module de détection synchrone impose la fréquence $f = 50 \text{ kHz}$ au modulateur photoélastique et permet de détecter les signaux de fréquence f et $2f$. L'intensité mesurée à la fréquence f donne donc accès à l'ellipticité, tandis que celle mesurée à la fréquence $2f$ permet d'estimer la rotation Faraday.

4.5.2 Mesures de biréfringence modale

La méthode de mesure de biréfringence utilisée durant cette thèse a été mise en place durant la thèse de Hadi Amata [60], elle dérive d'une méthode initialement développée par Johlen et al. pour la mesure de biréfringence modale dans des guides inscrits au laser sur silice [61]. Les détails concernant la méthode de mesure ont été publiés dernièrement [59].

La mesure est basée sur l'analyse du déphasage entre les modes TE et TM après une propagation sur une distance D connue. Le déphasage vaut alors $\Delta\phi = k_0\Delta nD$, ce qui implique une évolution de l'intensité mesurée en fonction de la longueur de propagation de la forme $I^b = I_0^b \cos(k_0\Delta nD)$. Cette courbe présente donc un battement sinusoïdal de période L_b appelée longueur de battement. Son expression donnée en (II.49) indique que la mesure permet de remonter à la biréfringence modale.

$$L_b = \frac{2\pi}{k_0\Delta n} = \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (\text{II.49})$$

La méthode choisie pour faire varier la distance de propagation sans avoir à détruire le guide d'ondes est la méthode de perturbation locale magnéto-optique. Cette méthode consiste à injecter la lumière sur l'un des axes propres du guide uniquement, de sorte que sans perturbation magnétique, la lumière ressorte de l'échantillon dans le même état de polarisation linéaire. En pratique, après une propagation sur une distance z_p , une perturbation localisée est générée grâce à l'aimant représenté sur la Figure II.24. Cette perturbation induit un faible couplage vers l'autre mode de polarisation. Les deux modes ayant des constantes de phase différentes, ils accumulent un déphasage $\Delta\phi = k_0\Delta n(L - z_p)$ à la sortie de l'échantillon de longueur L . Dans le cas d'une injection initiale sur l'axe TE, on obtient donc en sortie de guide un champ électrique noté :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_p e^{j\Delta\phi} \end{pmatrix}, \quad E_p \ll E_0 \quad (\text{II.50})$$

Toujours dans l'approximation des petits angles et en utilisant le système (II.39), les expressions de γ et ϵ sont alors données par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \gamma = E_p \cos \Delta\phi = E_p \cos(k_0\Delta n(L - z_p)) \\ \epsilon = E_p \sin \Delta\phi = E_p \sin(k_0\Delta n(L - z_p)) \end{cases} \quad (\text{II.51})$$

Les points de la Figure II.25 sont issus d'une mesure de biréfringence sur un échantillon créé par échange d'ions, il s'agit de l'ellipticité et de la rotation mesurées. L'échange initial a duré 4 minutes à une température de 330 °C avec une largeur de fenêtre de diffusion de 2 μm , puis l'échantillon a subi un enterrage uniforme à une température de 260 °C durant 90 minutes sous un courant de 10 mA.

On remarque que les courbes d'ellipticité ϵ et de rotation γ sont sinusoïdales et en quadrature de phase, comme le prévoit le système théorique (II.51). L'extraction de la longueur de battement L_b est réalisée grâce à un ajustement aux moindres carrés avec une fonction sinusoïdale représentée en noir sur la figure. On observe des longueurs de battement de $(3,10 \pm 0,01)$ mm, on en déduit une biréfringence modale mesurée Δn de $(5,01 \cdot 10^{-4} \pm 0,02 \cdot 10^{-4})$.

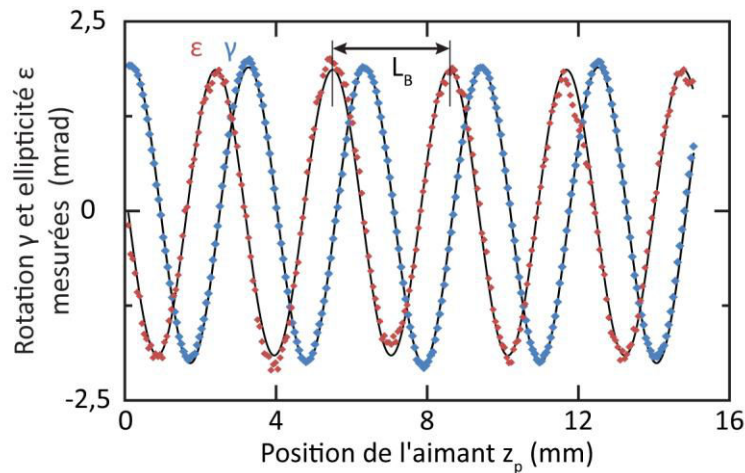


Figure II.25 – Mesure de biréfringence sur un guide d'ondes enterré

Les avantages de cette méthode de mesure résident dans sa précision (de l'ordre de 10^{-6}), sa rapidité d'exécution (quelques minutes), le fait qu'elle est non destructive et sa capacité à mesurer la biréfringence dans des guides non homogènes. En effet, il est possible d'effectuer ces mesures sur des guides partiellement enterrés dont la biréfringence évolue au cours de la propagation.

Dans le cas de guides faiblement biréfringents, la méthode est limitée par la longueur de l'échantillon. En effet, lorsque la longueur de battements excède la longueur du guide, il est délicat de la mesurer avec précision. Les substrats utilisés permettent la fabrication de guides de 4 cm, ce qui limite les valeurs mesurées à quelques 10^{-5} . Dans ces cas, une analyse polarimétrique classique est suffisante pour déterminer la biréfringence : sur le même banc de mesure, nous déterminons alors le déphasage entre les deux modes de polarisation en sortie et divisons cette valeur par la longueur de l'échantillon.

A l'inverse, les valeurs maximales mesurées sont limitées par le coefficient de couplage magnéto-optique qui dépend de la biréfringence. En effet, une grande différence d'indices effectifs ne permet pas un couplage efficace entre les modes et diminue de fait l'amplitude des battements. De plus, la résolution de la mesure ne permet pas de différencier un nombre trop important de battements. Des biréfringences allant jusqu'à $3 \cdot 10^{-3}$ ont pu être mesurées [59].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les outils utilisés pour la conception, la fabrication et la caractérisation de nos dispositifs. Dans la première partie, nous avons détaillé la théorie de la création de guides d'ondes par échange d'ions et donné quelques rappels d'électromagnétisme guidé en insistant sur l'aspect modal et la polarisation. Nous avons ensuite présenté les logiciels de simulation basés sur ces théories et nécessaires à la conception de dispositifs d'optique intégrée sur verre. La troisième section de ce chapitre a été dédiée aux procédés de fabrication des composants tels que l'échange thermique et l'enterrage des guides d'ondes. La quatrième partie traitait des techniques de caractérisation. Puisque le but de cette thèse est le contrôle de la polarisation, l'accent a été porté sur les mesures polarimétriques et les bancs développés durant cette thèse.

Nous avons donc à notre disposition un ensemble d'outils dédiés à la réalisation par échange d'ions de composants d'optique intégrée. Nous exploiterons ces outils dans les prochains chapitres avec la fabrication d'un séparateur de polarisation puis celle d'un rotateur Faraday, avant de présenter la conception d'un rotateur de polarisation réciproque en perspective dans le chapitre V.

Chapitre III. Séparateur de polarisations

Sommaire

Introduction	74
1 Définition et état de l'art	74
1.1 Séparateurs à battement modal	75
1.2 Séparateurs à évolution de mode	77
1.3 Conclusion : choix de la structure	78
2 Principe de fonctionnement de la jonction Y asymétrique	80
2.1 Démonstration par la théorie des modes couplés	80
2.2 Application au cas du séparateur de polarisation	85
3 Principe de réalisation en optique intégrée sur verre	88
3.1 Conception d'un guide mono-polarisation	88
3.2 Conception d'un guide de surface à faible biréfringence	89
3.3 Mise en commun des deux branches : dimensionnement de la jonction	91
4 Réalisation	95
4.1 Problématique de la thermalisation	95
4.2 Procédé de fabrication optimal	96
5 Caractérisation	96
5.1 Tailles des modes	97
5.2 Mesures de diaphonie	98
5.3 Pertes	100
Conclusion	101

Introduction

Ce chapitre est dédié à nos travaux sur la fabrication d'un séparateur de polarisation dans le cadre de l'intégration de l'isolateur à rotation présenté dans le chapitre I. Nous entamons cette étude par une définition et un bref état de l'art de ces dispositifs, avant de comparer les différentes approches afin de justifier notre choix pour la réalisation du composant. Nous détaillons ensuite son principe de fonctionnement, sa conception et sa fabrication. Pour finir, nous discutons des performances mesurées et les comparons à l'état de l'art.

1 Définition et état de l'art

Comme son nom l'indique, le rôle d'un séparateur de polarisation intégré est de séparer le mode TE du mode TM se propageant dans un même guide d'onde. Ainsi, comme représenté sur la Figure III.1, un séparateur de polarisation générique possède un bras d'entrée dans lequel se propagent les modes TE et TM, et deux bras de sortie, chacun supportant une composante du signal injecté en entrée.

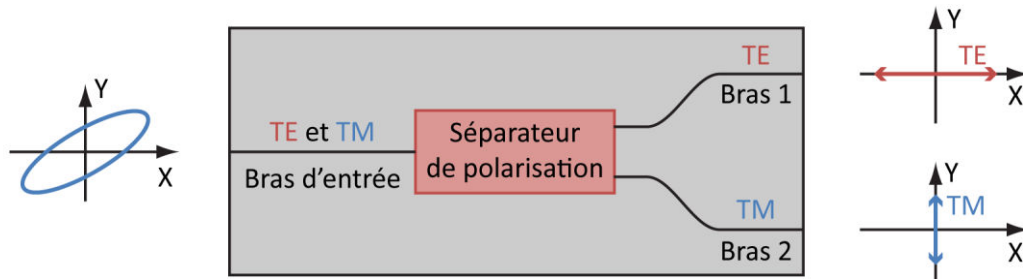


Figure III.1 – Séparateur de polarisation intégré générique

En plus de son utilité dans un isolateur à rotation indépendant de la polarisation, ce composant permet la mise en place de Schémas à Diversité de Polarisation (SDP) : en effet, de nombreux composants d'optique intégrée tels les coupleurs ou les PHASARS possèdent un comportement dépendant de l'indice effectif, et donc de la polarisation à travers la biréfringence modale. Si aucune attention n'y est prêtée, cette dépendance peut fortement dégrader les performances des composants. Le SDP propose comme réponse de maîtriser la polarisation en tout point du Circuit Intégré Optique (CIO). Cette technique est implémentée dans les capteurs d'optique intégrée dont les performances peuvent dépendre de la polarisation, mais aussi dans les télécommunications afin d'accroître les débits des réseaux [62]. Connaissant la polarisation incidente sur chaque composant, il est possible de prendre en compte la biréfringence modale dans leur conception. La mise en place d'un SPD impose de pouvoir filtrer, orienter et séparer les polarisations directement sur le circuit intégré optique.

La grandeur caractéristique d'un séparateur de polarisation est la diaphonie, ou taux d'extinction, qui mesure la qualité de la séparation dans chaque mode de polarisation : plus la diaphonie est élevée, plus la séparation est efficace. Son expression est donnée en (III.1) pour les modes TE et TM, la notation $P_k^{(i)}$ désignant la puissance portée par le mode de polarisation k sur la branche de sortie i définie sur la Figure III.1.

$$Dia_{TM} = 10 \log_{10} \frac{P_{TM}^{(2)}}{P_{TM}^{(1)}}, \quad Dia_{TE} = 10 \log_{10} \frac{P_{TE}^{(1)}}{P_{TE}^{(2)}} \quad (\text{III.1})$$

Qu'il s'agisse de multiplexeurs en longueur d'onde ou en polarisation, le principe physique employé est similaire et s'appuie sur la différence d'indices effectifs entre les deux composantes à séparer. Ainsi, les séparateurs de polarisation peuvent être divisés en deux catégories : les dispositifs interférentiels, tels les coupleurs et les interféromètres de Mach-Zehnder, et les dispositifs à évolution de mode adiabatique, comme les jonctions Y asymétriques.

1.1 Séparateurs à battement modal

Les séparateurs dits à battement modal regroupent les coupleurs et les interféromètres. Ces composants utilisent l'évolution de la phase de l'onde guidée pour séparer les modes de polarisation. Comme cela est illustré dans la suite de ce paragraphe, ces composants offrent en général de bonnes performances en termes de pertes et de diaphonie, mais sur une plage de longueur d'onde restreinte et au coût d'une tolérance réduite vis-à-vis du procédé de fabrication.

1.1.1 Coupleurs biréfringents

Le principe d'un coupleur repose sur la théorie des modes couplés : lorsque deux guides d'ondes sont suffisamment proches, les champs évanescents des modes propagés se recouvrent et échangent de l'énergie si la condition d'accord de phase est satisfaite. Dans ce cas, comme schématisé sur la Figure III.2, il s'en suit des transferts périodiques de la puissance entre les deux bras du coupleur. La période de ces transferts dépend de l'espacement g entre les guides, mais aussi des indices effectifs de chaque mode dans chaque bras. On définit la longueur de couplage $L_{c,k}$ comme la longueur nécessaire au passage de la lumière d'un guide à l'autre dans le mode de polarisation k . Ainsi, comme on peut le voir sur la Figure III.2, on peut obtenir la séparation voulue en ajustant la longueur du composant pour obtenir un nombre de transferts de parité différente dans chaque mode de polarisation.

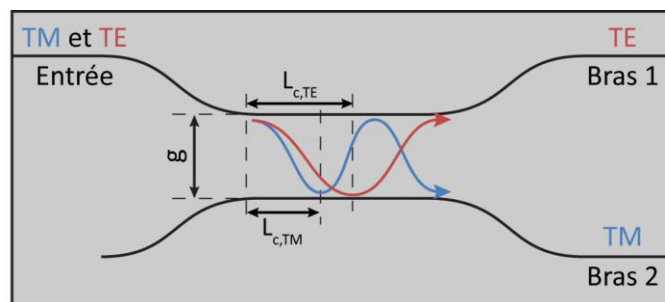


Figure III.2 – Principe de fonctionnement d'un coupleur pour la séparation des modes TE et TM

La première réalisation de ce type de composant appliquée à la séparation de polarisations date de 1990 avec les travaux de Betts et al. [63]. Le composant a été réalisé par échange d'ions K^+/Na^+ sur verre BK7, il présente des taux d'extinction de 15 dB et 12 dB pour les modes TE et TM sur une bande passante de 50 nm autour de la longueur d'onde centrale de 830 nm.

D'autres équipes ont suivi le même chemin avec des technologies différentes [64][65][66][67] sans améliorer grandement les diaphonies obtenues, les efforts étant essentiellement portés sur la réduction de la taille du composant. La structure réalisée par Kiyat [68] sur substrat SOI a été optimisée dans ce sens, puisque la longueur du coupleur correspond précisément à $1 \cdot L_{c,TE}$ et à $2 \cdot L_{c,TM}$. Cette spécificité a été obtenue en ajustant la biréfringence modale par un dimensionnement de la structure transverse du guide. La longueur totale du composant est de quelques centaines de microns pour des diaphonies de 18,1 dB en mode TE et 8,0 dB en mode TM à une longueur d'onde de 1,55 μm . La bande passante du composant n'a cependant pas été publiée.

1.1.2 Interféromètres

Les interféromètres les plus utilisés pour le multiplexage en optique intégrée sont de type Mach-Zehnder. Dans ces composants, la puissance dans le bras d'entrée est d'abord répartie de façon équivalente sur deux guides d'ondes par des coupleurs à 3 dB. Une différence de phase $\Delta\phi_k = m_k\pi$ est ensuite générée dans chaque mode de polarisation k entre les deux branches centrales de l'interféromètre, $m_k \in \mathbb{N}$. Pour ce faire, une section de guide de longueur L est rendue biréfringente sur l'une des branches, cette opération est généralement réalisée par dépôt d'une couche de matériau sur le guide afin de le dissymétriser. Si m_k est impair à l'entrée du coupleur de recombinaison, le mode se propagera dans le bras de sortie 1, en revanche, si m_k est pair, le mode se propagera dans le bras 2. Ainsi, la conception du dispositif revient à maîtriser la valeur de m_k pour chaque mode de polarisation et à leur imposer une parité différente.

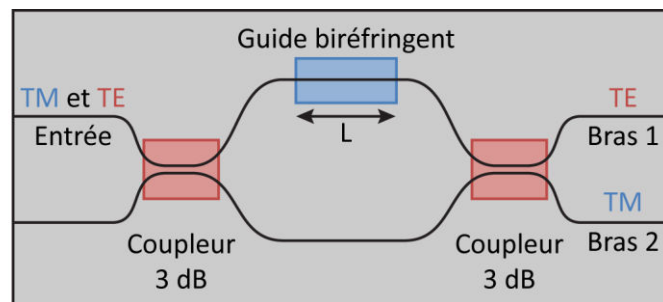


Figure III.3 – Utilisation d'un interféromètre pour la séparation de polarisation

Les interféromètres de Mach-Zehnder présentent des performances élevées pour des dimensions supérieures à celles des coupleurs. Leur plage de longueur d'onde de fonctionnement est cependant réduite en raison de la résonance du phénomène d'interférence mis en œuvre, ainsi que de la bande passante des coupleurs d'entrée et de recombinaison.

Le premier composant fonctionnant suivant ce principe a été réalisé par Shani en 1990 dans des guides de verre phosphosilicate sur substrat de silicium [69]. La couche utilisée pour rendre le guide biréfringent est composée de nitrure de silicium (Si_3N_4) et a une épaisseur de 22 nm. Les diaphonies mesurées sur cette structure sont de 20 dB pour le mode TM et 19 dB pour le mode TE à une longueur d'onde de 1,54 μm . La bande passante à 15 dB est de 30 nm.

Comme pour les coupleurs, les travaux suivants ont principalement changé le matériau sans améliorer les performances [70][71]. On peut cependant noter l'idée suivie par Liang et al. qui génèrent la biréfringence par modification des dimensions transverses du guide SOI plutôt que par dépôt d'une couche de matériau supplémentaire [72]. De cette façon, il simplifie le procédé de fabrication et s'affranchit de pertes en excès. Son composant présente des diaphonies de 16 dB et 17 dB dans les modes TM et TE à une longueur d'onde de 1,55 μm et sur une bande passante à 15 dB de 20 nm.

Un autre type d'interféromètre également a été utilisé pour la séparation de polarisations, il s'agit des interféromètres à modes multiples (MMI). Ces composants présentent une section fortement multimode entre le guide d'entrée et les guides de sortie. Leur principe de fonctionnement est proche de celui des interféromètres classiques, hormis pour le nombre élevé de modes interférant. L'avantage de ce type de multiplexeur est sa faible sensibilité aux variations du procédé de fabrication, ainsi que sa large bande passante par rapport aux interféromètres monomodes. La raison à cela est l'effet de moyennage dû à l'utilisation de multiples modes de propagation. Plusieurs MMI séparateurs de polarisation ont été proposés dans le passé [73] [74]. Parmi les meilleurs résultats, Huang et al. ont réalisé un composant sur SOI présentant 25 dB et 23 dB d'extinction en mode TE et TM respectivement. Sa bande passante est de 20 nm autour de 1,55 μm .

1.2 Séparateurs à évolution de mode

Les séparateurs à évolution de mode se présentent sous la forme de jonctions Y asymétriques comme celle de la Figure III.4. Ces composants peuvent être divisés en trois parties : (a) le bras d'entrée monomode, (b) la zone de séparation, dans laquelle le bras d'entrée se divise en deux bras suffisamment proches pour que les modes supportés interagissent, et (c) la zone de sortie dans laquelle les bras sont isolés l'un de l'autre.

On peut montrer que le mode fondamental de la branche d'entrée d'une jonction Y adiabatique se propage dans la branche de sortie présentant l'indice effectif le plus élevé [46]. Ainsi, dans le cas où la branche d'entrée est monomode, le mode TE sera séparé du mode TM si la branche de sortie présentant l'indice effectif le plus élevé est différente pour chaque polarisation.

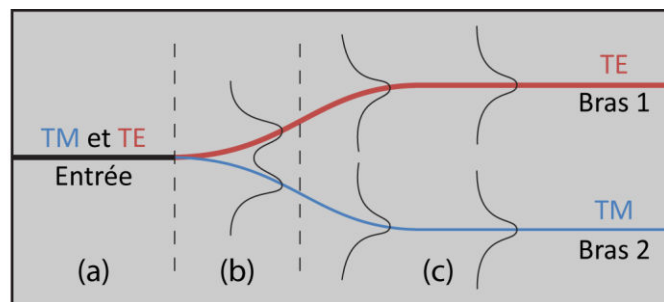


Figure III.4 – Jonction Y asymétrique pour la séparation de polarisation

L'initiateur de l'utilisation de ce type de composants pour la séparation de polarisation est D. Yap, qui a publié une jonction asymétrique sur niobate de lithium dès 1984 [75]. Le composant a été réalisé en une étape de diffusion localisée d'atomes de titane dans le substrat, puis testé aux longueurs d'ondes de 780 nm et 830 nm. Les diaphonies atteintes aux deux longueurs d'ondes sont de 12 dB pour chaque mode de polarisation. Cinq années plus tard, une autre équipe a réalisé un composant similaire et a obtenu des diaphonies de 20 dB au prix d'une complication du procédé de fabrication [76]. En effet, ceux-ci ont également généré le bras supportant le mode TE par diffusion de titane, mais le bras supportant le mode TM a été créé par échange protonique. Les auteurs ont ainsi obtenu l'asymétrie nécessaire au fonctionnement du composant.

D'autres équipes ont proposé des jonctions Y comme séparateurs de polarisation [77][78]. Le principe de fonctionnement est identique, mais elles utilisent des techniques différentes pour le contrôle des indices effectifs. A l'heure actuelle, les meilleures performances mesurées sur ces dispositifs sont celles obtenues par Shani et al. en 1990 [79]. En effet, ces jonctions Y réalisées en silice (SiO_2) et nitrure de silicium (Si_3N_4) sur substrat de silicium (Si) présentent des diaphonies de 30 dB dans les deux modes de polarisation sur une bande passante allant de 1,47 μm à 1,55 μm .

1.3 Conclusion : choix de la structure

Le Tableau III.1 récapitule ci-dessous les principaux séparateurs de polarisation parus jusqu'à ce jour avec leurs performances. Les pertes d'insertion des composants ne sont généralement pas indiquées dans les publications, nous ne pouvons donc pas les comparer de ce point de vue.

Les diaphonies maximales obtenues avec les différentes technologies donnent l'avantage aux jonctions Y asymétriques. Comme nous le verrons plus loin, ce résultat s'explique par le fait que le taux d'extinction de ces composants peut toujours être amélioré en diminuant simplement l'angle de jonction. Cette amélioration se fait donc au coût d'une longueur de composant plus importante. Le critère de la longueur du composant est favorable au choix d'un coupleur. En effet, une biréfringence modale élevée et contrôlée, alliée à une bonne maîtrise de la longueur de couplage permet de réduire fortement les dimensions du séparateur. Cependant, l'ajout de contraintes technologiques rend le composant plus sensible aux variations des paramètres de fabrication. Si on considère la bande passante comme critère de sélection, les jonctions Y ont un avantage intrinsèque dû au fonctionnement du composant. En effet, elles sont les seuls dispositifs non interférentiels proposés.

Type de composant	Technologie	Diaphonies TE/TM	Longueur du composant	λ , bande passante	Réf.
Coupleur	Echange K^+/Na^+	15 dB/12 dB	10 mm	0,80 - 0,85 μm	[63]
Coupleur	InGaAsP sur InP	13 dB/18 dB	3 mm	1,52 - 1,56 μm	[67]
Coupleur	Si sur SiO_2	18,1 dB/8,0 dB	120 μm	1,55 μm	[68]
Interféromètre	P:SiO ₂ et Si ₃ N ₄ sur Si	19 dB/20 dB	17,5 mm	1,53 - 1,57 μm	[69]
Interféromètre	InGaAsP et Au sur InP	19 dB/15 dB	> 2 mm	1,47 - 1,51 μm	[70]
Interféromètre	Si sur SiO_2	16 dB/17 dB	> 6 mm	1,54 - 1,56 μm	[72]
MMI	Si sur SiO_2	25 dB/23 dB	600 μm	1,54 - 1,56 μm	[74]
Jonction Y	Ti:LiNbO ₃	12 dB/12 dB	500 μm	780 - 830 nm	[75]
Jonction Y	SiO _x N _y sur Si	17 dB/11 dB	1 mm	1,55 μm	[77]
Jonction Y	SiO ₂ sur Si	30 dB/30 dB	14 mm	1,47 - 1,55 μm	[79]

Tableau III.1 – Récapitulatif des séparateurs de polarisation existants

Dans ce travail, nous souhaitons réaliser un composant large-bande présentant des diaphonies élevées. Nous avons donc choisi la configuration de la jonction Y asymétrique. Cependant, la technologie d'échange Ag^+/Na^+ ne permet pas d'obtenir des biréfringences modales aussi élevées que sur d'autres technologies telles que le SOI. Le taux d'extinction désiré sera donc atteint en faisant un compromis sur la longueur du composant.

Dans la section suivante, nous détaillons le principe de fonctionnement théorique de la jonction Y asymétrique et son application à la séparation de polarisation en optique intégrée sur verre.

2 Principe de fonctionnement de la jonction Y asymétrique

Le principe de la séparation repose sur deux critères : l'adiabaticité du composant, qui implique qu'aucun couplage n'a lieu entre les différents modes guidés et rayonnés, et la dissymétrie des bras de sortie vis-à-vis de la polarisation. Dans les paragraphes suivants, nous déterminons la répartition de la puissance dans les branches de sortie du composant en utilisant la théorie des modes couplés.

2.1 Démonstration par la théorie des modes couplés

L'utilisation de la théorie des modes couplés demande de définir un axe de propagation unique pour la structure. Après avoir modélisé la zone de séparation par deux segments présentant un angle θ , il faut donc discrétiser la structure sous la forme de segments de guides parallèles. Ces simplifications sont représentées sur la Figure III.5 avec les notations utilisées pour le calcul qui va suivre.

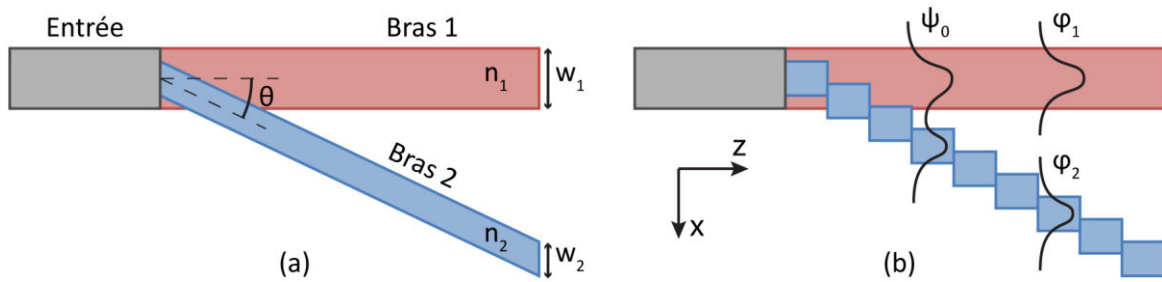


Figure III.5 – (a) Simplification et (b) discrétisation de la jonction Y asymétrique

Dans un premier temps, nous faisons la description des modes supportés par la superstructure composée des deux guides. Nous calculons ensuite la répartition de puissance entre les bras de sortie.

2.1.1 Description des modes de la superstructure

Le mode fondamental du guide d'ondes k considéré seul est noté φ_k , il a pour indice effectif $n_{eff,k}$. L'équation de propagation scalaire vérifiée par chacun de ces modes est donnée en (III.2), où $n_k(x, y)$ est la répartition d'indice transverse du guide k et $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

$$\Delta\varphi_k + k_0^2(n_k^2 - n_{eff,k}^2)\varphi_k = 0 \quad (III.2)$$

Les modes de la superstructure sont quant à eux notés ψ_i et leurs indices effectifs $N_{eff,i}$, avec i l'indice du mode. Ils sont solutions de l'équation d'onde (III.3), dans laquelle $n(x, y)$ est la répartition d'indice de la structure complète.

$$\Delta\psi_i + k_0^2(n^2 - N_{eff,i}^2)\psi_i = 0 \quad (III.3)$$

Dans la théorie des modes couplés, on décrit chaque mode de la superstructure comme une combinaison linéaire des modes supportés par les guides indépendants. Cette approximation est valide pour des guides suffisamment éloignés pour être en interaction faible. En suivant cette hypothèse, on écrit les ψ_i sous la forme (III.4), où les coefficients a_i et b_i sont des réels constants au cours de la propagation.

$$\psi_i = a_i \varphi_1 + b_i \varphi_2 \quad (\text{III.4})$$

On peut injecter l'équation (III.4) dans l'équation (III.3), puis multiplier le résultat par φ_1^* et l'intégrer sur un plan infini transverse à la propagation. On obtient ainsi l'équation (III.5).

$$\begin{aligned} a_i \iint (\Delta \varphi_1 + k_0^2 n^2 \varphi_1) \varphi_1^* ds + b_i \iint (\Delta \varphi_2 + k_0^2 n^2 \varphi_2) \varphi_1^* ds \\ = k_0^2 N_{eff,i}^2 \iint (a_i \varphi_1 + b_i \varphi_2) \varphi_1^* ds \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

Deux simplifications sont alors possibles : la normalisation des modes et l'hypothèse d'interaction faible permettent d'écrire les égalités $\iint \varphi_1 \varphi_1^* ds = 1$, et $\iint \varphi_2 \varphi_1^* ds = 0$. On en déduit :

$$\begin{aligned} a_i \iint (\Delta \varphi_1 + k_0^2 n^2 \varphi_1) \varphi_1^* ds + b_i \iint (\Delta \varphi_2 + k_0^2 n^2 \varphi_2) \varphi_1^* ds \\ = k_0^2 N_{eff,i}^2 a_i \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

Afin de simplifier les calculs, il est commode de décrire la structure d'indice totale comme la superposition d'un guide et d'une perturbation. Ainsi, on peut écrire la répartition d'indice $n(x, y)$ de deux façons différentes en fonction du guide considéré initialement :

$$n^2(x, y) = n_1^2(x, y) + \Delta n_1^2(x, y) = n_2^2(x, y) + \Delta n_2^2(x, y) \quad (\text{III.7})$$

où $\Delta n_1^2(x, y)$ est la fonction de perturbation du bras 1 associée à la présence du bras 2, et vice versa : $\Delta n_2^2(x, y)$ est la fonction de perturbation du bras 2 associée à la présence du bras 1. Ces fonctions valent zéro en dehors du guide perturbant.

L'équation de propagation (III.2) peut alors se réécrire sous la forme (III.8) :

$$\Delta \varphi_k + k_0^2 n^2 \varphi_k = k_0^2 (n_{eff,k}^2 + \Delta n_k^2) \varphi_k \quad (\text{III.8})$$

On reconnaît le membre de gauche de cette égalité dans l'équation (III.6). En effectuant le remplacement par le membre de droite et en simplifiant l'expression avec l'hypothèse de faible guidage et la normalisation des modes, on obtient l'équation (III.9) :

$$a_i n_{eff,1}^2 + a_i \iint \Delta n_1^2 \varphi_1 \varphi_1^* ds + b_i \iint \Delta n_2^2 \varphi_2 \varphi_1^* ds = a_i N_{eff,i}^2 \quad (\text{III.9})$$

Toujours grâce à l'hypothèse de faible guidage, on peut écrire $\iint \Delta n_1^2 \varphi_1 \varphi_1^* ds \ll \iint \Delta n_2^2 \varphi_2 \varphi_1^* ds$ car on remarque que φ_1 et φ_1^* sont négligeables aux points où Δn_1^2 est non nul, tandis que seul φ_2 l'est aux points où Δn_2^2 est non nul. En définissant le coefficient de couplage du mode φ_1 vers le mode φ_2 comme $C_{12} = \iint \Delta n_2^2 \varphi_2 \varphi_1^* ds$, on réécrit l'égalité (III.9) sous la forme :

$$a_i n_{eff,1}^2 + b_i C_{12} = a_i N_{eff,i}^2 \quad (\text{III.10})$$

Il est possible de reprendre l'ensemble du raisonnement depuis l'équation (III.5) en multipliant l'égalité par φ_2^* au lieu de φ_1^* . On trouve le coefficient de couplage du mode φ_2 vers le mode φ_1 comme valant $C_{21} = \iint \Delta n_1^2 \varphi_1 \varphi_2^* ds$. L'expression équivalente à (III.10) s'écrit alors :

$$a_i C_{21} + b_i n_{eff,2}^2 = b_i N_{eff,i}^2 \quad (\text{III.11})$$

Les équations (III.10) et (III.11) forment le système (III.12) qui décrit les modes de la superstructure.

$$\begin{cases} a_i(n_{eff,1}^2 - N_{eff,i}^2) + b_i C_{12} = 0 \\ a_i C_{21} + b_i(n_{eff,2}^2 - N_{eff,i}^2) = 0 \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

Pour que les modes de la superstructure décrits par le couple de constantes (a_i, b_i) ne soient pas dégénérés, il faut imposer que le déterminant du système soit nul. Ce faisant, on trouve deux solutions pour l'indice $N_{eff,i}^2$. Le mode fondamental ($i = 0$) étant par définition celui dont l'indice effectif est le plus élevé, on écrit :

$$\begin{cases} N_{eff,0}^2 = \overline{n_{eff}^2} + \Delta N_{eff}^2 \\ N_{eff,1}^2 = \overline{n_{eff}^2} - \Delta N_{eff}^2 \end{cases} \quad (\text{III.13})$$

avec $\overline{n_{eff}^2} = \frac{1}{2}(n_{eff,1}^2 + n_{eff,2}^2)$ et $\Delta N_{eff}^2 = \frac{1}{2}\sqrt{(n_{eff,1}^2 + n_{eff,2}^2)^2 - 4(n_{eff,1}^2 n_{eff,2}^2 - C_{12}^2 C_{21}^2)}$.

En reprenant les équations du système (III.12), on trouve les relations (III.14) entre a_i et b_i pour chaque mode i :

$$\begin{cases} b_0 = a_0 \frac{\overline{n_{eff}^2} + \Delta N_{eff}^2 - n_{eff,1}^2}{C_{12}} \\ b_1 = a_1 \frac{\overline{n_{eff}^2} - \Delta N_{eff}^2 - n_{eff,1}^2}{C_{12}} \end{cases} \quad (\text{III.14})$$

qui permettent finalement d'écrire les modes de la superstructure :

$$\begin{cases} \psi_0 = a_0 \left(\varphi_1 + \frac{\overline{n_{eff}^2} + \Delta N_{eff}^2 - n_{eff,1}^2}{C_{12}} \varphi_2 \right) \\ \psi_1 = a_1 \left(\varphi_2 + \frac{\overline{n_{eff}^2} - \Delta N_{eff}^2 - n_{eff,1}^2}{C_{12}} \varphi_1 \right) \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

On définit habituellement le rapport de couplage $c_i = b_i/a_i$ pour chaque mode de la superstructure. Il permet d'identifier immédiatement la répartition de puissance dans chaque bras de sortie de la jonction Y : si c_i tend vers 0, la puissance est transmise dans le guide 1 et si c_i tend vers l'infini, la puissance est transmise dans le guide 2.

2.1.2 Répartition de la puissance à la sortie

Il s'agit maintenant de déterminer la répartition de puissance sur les deux guides de sortie, c'est-à-dire au point où les modes n'interagissent plus. Puisque la zone (b) est supposée adiabatique, le mode fondamental du guide d'entrée se couple uniquement vers le mode fondamental de la zone (c). La répartition est donc donnée par la limite de c_0 lorsque les termes de couplage C_{12} et C_{21} tendent vers 0.

Pour déterminer cette limite, il faut au préalable calculer ΔN_{eff}^2 dans le cas où $n_{eff,1} \neq n_{eff,2}$ puisque la jonction est asymétrique dans notre cas. Dans le cadre d'une interaction faible, on sait que le terme

$4 \frac{C_{12}^2 C_{21}^2}{(n_{eff,1}^2 - n_{eff,2}^2)^2}$ est négligeable devant 1, on peut donc écrire :

$$\begin{aligned} \Delta N_{eff}^2 &= \frac{1}{2} \sqrt{(n_{eff,1}^2 + n_{eff,2}^2)^2 - 4(n_{eff,1}^2 n_{eff,2}^2 - C_{12}^2 C_{21}^2)} \\ &\approx \frac{1}{2} |n_{eff,1}^2 - n_{eff,2}^2| \left[1 + 2 \frac{C_{12}^2 C_{21}^2}{(n_{eff,1}^2 - n_{eff,2}^2)^2} \right] \end{aligned} \quad (III.16)$$

On en déduit la valeur de c_0 à travers la première équation du système (III.14).

- Dans le cas où $n_{eff,1}^2 > n_{eff,2}^2$, on trouve

$$c_0 = \frac{C_{21}}{n_{eff,1}^2 - n_{eff,2}^2} \quad (III.17)$$

qui tend vers zéro lorsque C_{21} tend vers zéro. On en déduit que dans ce cas, l'ensemble de la puissance est transmise sur le guide 1.

- Dans le cas contraire, c'est-à-dire si $n_{eff,1}^2 < n_{eff,2}^2$, on obtient

$$c_0 = \frac{C_{21}}{n_{eff,1}^2 - n_{eff,2}^2} + \frac{n_{eff,1}^2 - n_{eff,2}^2}{C_{12}} \quad (III.18)$$

qui tend vers l'infini lorsque les C_{12} et C_{21} tendent vers zéro. Dans ce cas, la puissance est donc portée par le guide 2.

En conclusion, à la sortie d'une jonction Y adiabatique, le mode fondamental de la structure correspond au mode fondamental du guide ayant l'indice effectif le plus élevé. Ainsi, lorsque de la lumière est injectée sur le mode fondamental de la branche d'entrée, la répartition du champ évolue dans la partie de séparation de la jonction pour finir par s'établir dans le bras présentant l'indice effectif le plus élevé.

Cette conclusion n'est valide que dans le cas d'une jonction Y adiabatique, c'est-à-dire si aucun échange d'énergie n'a lieu entre les différents modes de la structure. Nous présentons dans la partie à venir un critère définissant l'adiabaticité d'une jonction Y.

2.1.3 Adiabaticité de la jonction Y

Le paramètre clef de l'adiabaticité d'une jonction Y est l'angle de branchement θ entre les bras de sortie : un angle trop important crée une discontinuité dans le guidage qui entraîne un couplage du mode fondamental sur les modes d'ordre supérieur ou les modes rayonnés.

Dans un article datant de 1975, W. K. Burns et A. F. Milton anticipent les besoins de l'optique intégrée et déterminent le critère d'adiabaticité d'une jonction Y en tant que séparateur modal [80]. Pour ce faire, ils utilisent la discrétisation du composant introduite précédemment et expriment les modes locaux comme nous venons de le faire. L'hypothèse de faible guidage permet de négliger les pertes par réflexions au niveau des discontinuités ; le critère revient ainsi à une condition sur les coefficients de transmission entre les segments successifs. Après avoir donné le détail de leurs calculs, les auteurs concluent par la formulation d'une contrainte sur l'angle θ donnée en (III.19).

$$\theta < \frac{1}{0,43} \frac{|n_{eff,1} - n_{eff,2}|}{\sqrt{\overline{n_{eff}}^2 - n_{sub}^2}} \quad (III.19)$$

Dans cette expression, $\overline{n_{eff}} = (n_{eff,1} + n_{eff,2})/2$ est la moyenne des indices effectifs des modes fondamentaux des bras de sortie, et n_{sub} est l'indice du substrat présent entre les deux branches du composant. L'origine du coefficient 0,43 n'étant pas explicitée dans l'article, Lydie Onestas en a donné une démonstration complète dans sa thèse [6].

2.1.4 Utilité dans l'isolateur : séparateur et filtre/recombineur dans le sens retour

Dans le cadre de l'isolateur optique que nous avons présenté dans le chapitre I, le séparateur de polarisation doit servir à recombinaison des signaux dans le sens passant, et à les filtrer dans le sens bloquant. Dans cette section, nous nous intéressons donc au fonctionnement d'une jonction Y asymétrique dans le sens de propagation retour.

Il est possible de déduire le comportement de la lumière dans ce sens à partir des calculs précédents en observant l'ordre des modes propagés dans la superstructure de sortie. En effet, la jonction étant supposée adiabatique et le bras commun monomode, si la lumière est injectée par les bras 1 et 2, seuls les modes fondamentaux de la superstructure peuvent se propager dans le bras commun du séparateur.

Pour la lumière polarisée TE, on se trouve dans le cas où $n_{eff,1}^2 > n_{eff,2}^2$. Nous avons déterminé précédemment que le mode fondamental de la superstructure est alors situé sur la branche 1. Ainsi, si de la lumière polarisée TE est injectée sur le bras 1, elle se trouve sur le mode fondamental de la jonction et peut se propager dans le guide commun sans subir de pertes. À l'inverse, si la lumière polarisée TE est injectée sur le bras 2, elle se propage sur le mode d'ordre 1 de la superstructure et ne peut par conséquent pas se coupler sur l'unique mode du bras commun. Elle est rayonnée au niveau de la jonction et dans le cas d'une séparation parfaite, toute la puissance est perdue.

Dans le cas de lumière polarisée TM, le phénomène est symétrique : la puissance présente sur le bras 1 est perdue tandis que celle injectée sur le bras 2 se propage dans la branche commune.

Si le séparateur de polarisations ne présente pas un comportement idéal, comme c'est toujours le cas pour les composants réels, la diaphonie dans le sens direct n'est pas infinie. Un taux d'extinction TE de 20 dB entraîne par exemple une propagation de 99 % de la puissance TE dans le bras 1, le pourcent restant se propageant dans le bras 2. Dans ce cas, si de la lumière polarisée TE est injectée dans le sens retour sur la branche TE, 1 % de la puissance sera perdue au niveau de la jonction. Si elle est injectée sur le bras TM, 99 % seront perdus.

Ces considérations confirment simplement que la jonction Y est un composant réciproque : si dans le sens aller, la lumière se propage uniquement du bras d'entrée vers l'une des branches de sortie, dans le sens retour, elle ne peut se propager que de ce bras vers la branche commune. Puisque les coupleurs et les interféromètres évoqués dans la partie 1.1 ne comportent pas d'éléments non réciproques, ils présentent les mêmes propriétés.

2.2 Application au cas du séparateur de polarisation

Nous avons vu dans la section précédente comment est répartie la puissance à la sortie d'une jonction Y asymétrique et donné le critère d'adiabaticité de la jonction sur l'angle de jonction. Dans les prochains paragraphes, nous appliquons ces principes au cas du séparateur de polarisations puis donnons des éléments de dimensionnement de notre composant. Par convention, tous les raisonnements sont menés en supposant que la jonction Y fonctionne dans le sens direct.

2.2.1 Relation entre les indices effectifs

Si la jonction est adiabatique, la lumière se propage dans le guide dont l'indice effectif du mode fondamental est le plus élevé. Afin d'utiliser ce principe pour le multiplexage en polarisation, il faut être capable de contrôler la biréfringence modale de chaque bras de sortie, de sorte que le bras présentant l'indice le plus élevé soit différent dans chaque mode de polarisation. En gardant à l'esprit que le bras 1 doit supporter le mode TE et le bras 2 le mode TM, on peut traduire cette idée par le système (III.20), dans lequel $n_k^{(i)}$ est l'indice effectif du mode k dans le bras i .

$$\begin{cases} n_{TE}^{(1)} > n_{TE}^{(2)} \\ n_{TM}^{(1)} < n_{TM}^{(2)} \end{cases} \quad (\text{III.20})$$

Nous avons vu dans la partie théorique du chapitre II que les guides de surface réalisés par échange d'ions Ag^+/Na^+ ont une biréfringence positive ($n_{TE}^{(i)} > n_{TM}^{(i)}$) à cause de la discontinuité du mode TM à la surface. Ceci implique une contrainte supplémentaire sur la conception du composant et complète le système précédent :

$$n_{TM}^{(1)} < n_{TM}^{(2)} < n_{TE}^{(2)} < n_{TE}^{(1)} \quad (\text{III.21})$$

Cette relation est retranscrite sur le diagramme de dispersion schématique de la Figure III.6. Il apparaît que la biréfringence modale du bras 1 $\Delta n^{(1)} = n_{TE}^{(1)} - n_{TM}^{(1)}$ est nécessairement plus élevée que celle du bras 2, et que la conception du composant revient à intercaler les courbes de dispersion de la branche 2 entre celles de la branche 1.

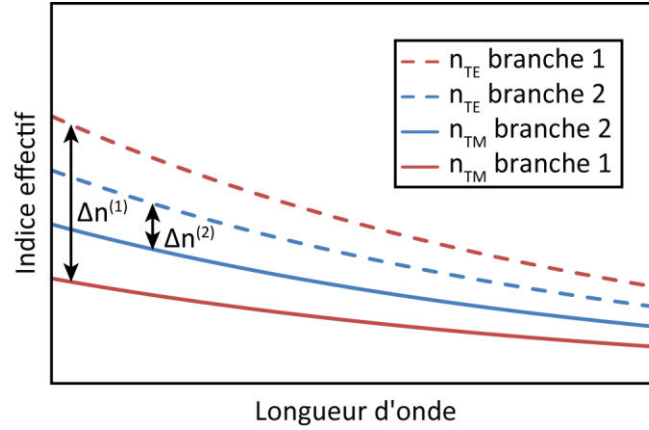


Figure III.6 – Courbes de dispersion schématiques des bras de sortie de la jonction Y

2.2.2 Intérêt d'un bras mono-polarisation

Afin d'en améliorer les performances, nous avons ajouté une particularité à la conception de notre composant : le bras 1, qui doit propager le mode TE à la sortie de la jonction, sera en fait un guide mono-polarisation comme le guide d'ondes présenté dans le chapitre II. En effet, si le bras 1 ne guide pas de mode de polarisation TM, la diaphonie TM devient théoriquement infinie. Cette caractéristique permet également d'obtenir en théorie une linéarité parfaite de la polarisation sur le bras 1.

En pratique, la conception d'un guide d'ondes mono-polarisation TE revient à ajuster ses courbes de dispersion de façon à placer le mode TM à la coupure tandis que le mode TE est toujours guidé. La relation (III.21) devient donc :

$$n_{TM}^{(1)} < n_{sub} < n_{TM}^{(2)} < n_{TE}^{(2)} < n_{TE}^{(1)} \quad (\text{III.22})$$

La Figure III.7 reprend les courbes de dispersion tracées précédemment en ajoutant le niveau de l'indice du substrat. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, un mode dont la courbe de dispersion passe sous l'indice du substrat devient radiatif, c'est pourquoi les courbes ne sont pas représentées sous cette limite.

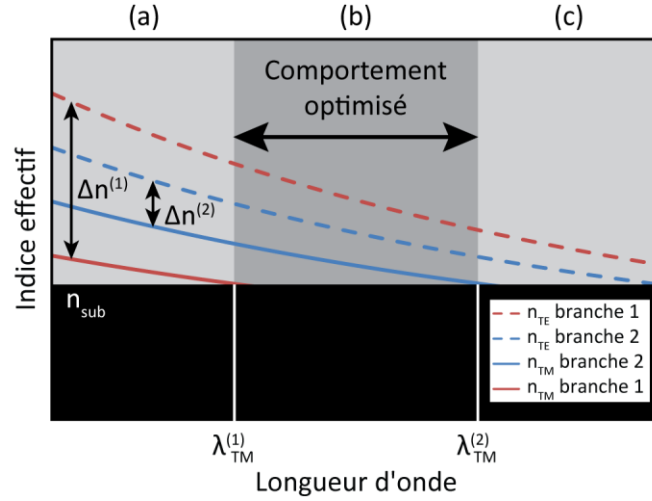


Figure III.7 – Courbes de dispersion du composant modifié

On distingue trois plages de longueur d'onde dans le diagramme. La plage (a) correspond aux longueurs d'ondes inférieures à $\lambda_{TM}^{(1)}$, la longueur d'onde de coupure du mode TM dans le premier bras. Dans cette zone, le composant fonctionne puisque l'inégalité (III.21) est respectée, mais la diaphonie TM n'est pas optimisée. La plage (b) est située entre les longueurs d'ondes de coupure $\lambda_{TM}^{(1)}$ et $\lambda_{TM}^{(2)}$, le comportement du séparateur est optimisé dans cette zone. Finalement, la plage (c) correspond aux longueurs d'ondes supérieures à $\lambda_{TM}^{(2)}$. Dans cette zone, le bras 2 ne guide plus de mode TM non plus. Le composant agit par conséquent uniquement comme un filtre de polarisation TE sur la branche 1 : le séparateur ne fonctionne pas au-delà de cette longueur d'onde.

2.2.3 Condition d'adiabaticité

Dans un composant classique, le critère d'adiabaticité (III.19) doit être respecté dans chaque mode de polarisation. En effet, la jonction Y peut être considérée comme deux composants distincts, l'un pour le mode TE, l'autre pour le mode TM, chaque composant présentant des indices effectifs différents pour une géométrie identique. Dans le cas de notre séparateur, dont le bras 1 ne supporte pas de mode TM, la condition d'adiabaticité ne porte que sur le mode TE. En effet, le composant se comporte comme un simple guide d'ondes vis-à-vis de la lumière polarisée TM, et non comme une jonction Y. Le seul critère d'adiabaticité porte alors sur la polarisation TE, il s'écrit :

$$\theta < \frac{1}{0,43} \frac{|n_{TE}^{(1)} - n_{TE}^{(2)}|}{\sqrt{n_{TE}^2 - n_{sub}^2}} \quad (III.23)$$

Dans la partie suivante, nous déduisons l'enchaînement des procédés de fabrication utilisés à partir des critères sur les indices définis précédemment. Nous simulons et optimisons ensuite chaque étape pour garantir une bonne stabilité du procédé total face aux variations technologiques. Finalement, à partir des indices effectifs obtenus en simulations, nous ajustons l'angle de jonction pour satisfaire le critère de Burns et Milton tout en gardant une empreinte raisonnable sur le substrat.

3 Dimensionnement en optique intégrée sur verre

Le premier objectif du dimensionnement est le respect de l'inégalité (III.22), qui souligne la nécessité pour le guide 1 de présenter une grande biréfringence modale, et à l'inverse pour le guide 2, de présenter la biréfringence modale la plus faible possible. De cette façon, nous relâchons les contraintes sur les valeurs des indices effectifs et rendons par conséquent le composant plus tolérant aux variations des paramètres technologiques. Dans le cas de l'échange d'ions argent/sodium, la biréfringence modale est uniquement générée par le profil d'indice : plus le guide est symétrique, moins il est biréfringent. Afin de garantir un bon fonctionnement du composant, nous devons également nous assurer que le bras d'entrée est monomode.

3.1 Conception d'un guide mono-polarisation

La théorie électromagnétique de Maxwell indique qu'à la traversée de toute interface entre deux diélectriques, le champ électrique tangentiel est continu, tandis qu'il existe une discontinuité du champ normal proportionnelle à la différence d'indice de réfraction entre les milieux. Par définition des modes de polarisation, cette discontinuité n'existe que pour le mode TM puisque le champ électrique du mode TE oscille parallèlement à l'interface. Comme on peut le voir sur la Figure III.8 qui représente les modes TE (a) et TM (b) d'un même guide d'ondes de surface, la discontinuité contraint le guidage du mode TM vers l'intérieur du substrat, et baisse par conséquent son indice effectif. La proximité de la surface de l'échantillon entraîne donc une biréfringence modale positive ($n_{TE} > n_{TM}$) que nous mettons à profit pour la réalisation de guides ne supportant que le mode TE.

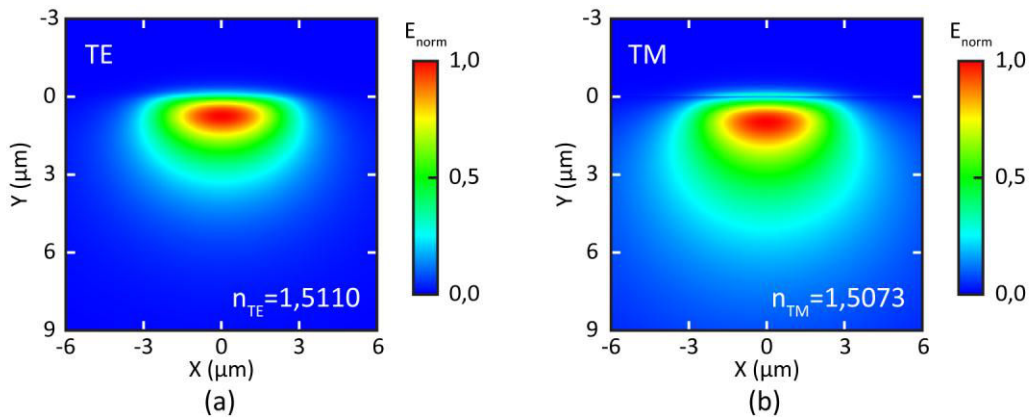


Figure III.8 – Calcul vectoriel des modes TE (a) et TM (b) d'un même guide d'ondes de surface

Dans le but d'augmenter l'indice effectif du mode TE sans guider le mode TM, nous avons simulé des guides d'ondes de surface en faisant varier la largeur des fenêtres de diffusion. Pour chaque point simulé de la Figure III.9, la largeur de fenêtre est fixée et le temps d'échange diminué jusqu'à ce que le mode TM atteigne la coupure. Nous notons alors le temps d'échange et la biréfringence obtenue, qui vaut alors $\Delta n = n_{TE} - n_{sub}$. La longueur d'onde de travail est de $1,55 \mu m$ et la température d'échange de $280^\circ C$ de manière à maîtriser le temps d'échange avec précision lors de la mise en œuvre expérimentale du procédé.

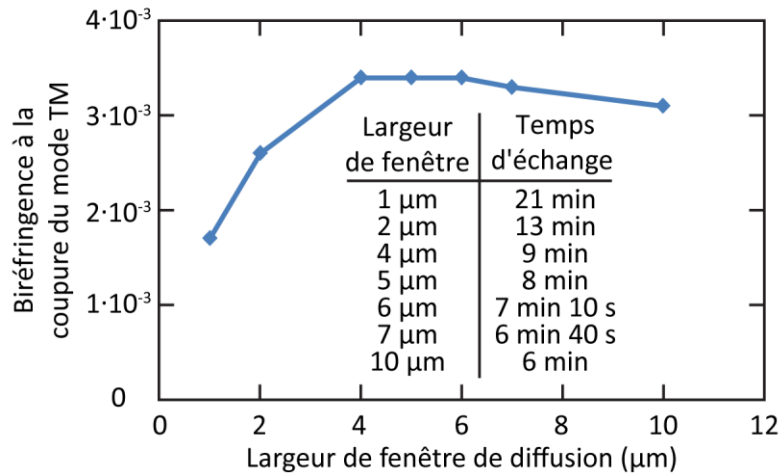


Figure III.9 – Biréfringence simulée à la coupure du mode TM en fonction de la largeur de fenêtre de diffusion pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

On remarque tout d'abord que le temps d'échange permettant d'être à la coupure du mode TM diminue lorsque la largeur de fenêtre augmente. En effet, la création d'une structure guidante est plus rapide à travers une fenêtre de diffusion large. On s'aperçoit également que la biréfringence augmente avec la largeur de fenêtre de diffusion jusqu'à ce que la largeur atteigne $5 \mu\text{m}$. Ceci s'explique par l'augmentation de l'asymétrie du guide et de la surface de contact du mode avec l'interface air/verre. La biréfringence décroît ensuite lentement pour les fenêtres de diffusion plus larges jusqu'à atteindre la valeur de biréfringence d'un guide plan. Le meilleur compromis possède donc une fenêtre de diffusion de $5 \mu\text{m}$ et un temps d'échange légèrement inférieur à 8 minutes à 280°C , de façon à ne pas guider le mode TM. L'indice du mode TE vaut alors $n_{TE}^{(1)} \approx n_{sub} + 3 \cdot 10^{-3} = 1,510$.

Du fait de la nécessaire proximité de la surface, les guides mono-polarisations ne supportent pas de rediffusion thermique après leur création. En effet, toute rediffusion entraîne une diminution de l'indice de réfraction sous la surface ainsi qu'une symétrisation du guide. Par conséquent, le bras 1 de la jonction Y doit être réalisé en dernier, et il faudra prendre en compte la rediffusion due à cet échange dans le budget thermique de tous les procédés antérieurs.

3.2 Conception d'un guide de surface à faible biréfringence

A l'inverse du guide précédent, l'objectif de conception du bras 2 est de réduire au maximum la biréfringence tout en restant proche de la surface puisque les deux guides doivent être joints au niveau de la branche d'entrée. Une fois un procédé de réduction de la biréfringence déterminé, il faudra l'optimiser pour que les indices effectifs respectent la condition (III.22).

Au vu des considérations précédentes, le guide doit être le plus symétrique possible afin de réduire la biréfringence de forme et il ne doit pas affleurer la surface afin d'éviter la biréfringence induite par celle-ci. Nous avons donc décidé de réaliser le guide en deux étapes schématisées sur la Figure III.10 : la première consiste en une diffusion thermique longue à travers une fenêtre étroite. De cette façon, le guide sera quasiment semi-circulaire étant donné que la diffusion est isotrope et la source quasi-

ponctuelle. La seconde étape est une rediffusion thermique qui a pour but d'éloigner le guide de la surface et de le rendre quasi-symétrique.

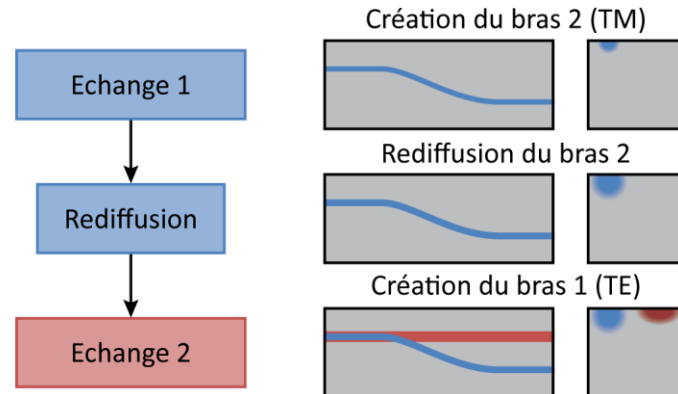


Figure III.10 – Synopsis de fabrication du séparateur de polarisations

La Figure III.11 montre les courbes de dispersion simulées d'un guide de surface après rediffusion. Le premier échange a duré 12 minutes à 330 °C à travers une fenêtre de 0,9 μm ; la rediffusion a lieu sans masque, à une température de 330 °C dans un bain ne contenant que du nitrate de sodium. Conformément à nos attentes, on voit que la biréfringence baisse fortement avec la rediffusion : à la longueur d'onde de 1,55 μm , elle passe de $2,4 \cdot 10^{-3}$ sans rediffusion à $1,0 \cdot 10^{-4}$ après huit minutes dans le bain. De plus, les indices effectifs se rapprochent de l'indice du substrat au fur et à mesure de la rediffusion du fait de la dispersion des ions argent dans le substrat, mais aussi à cause de la sortie du substrat d'une partie des ions échangés précédemment.

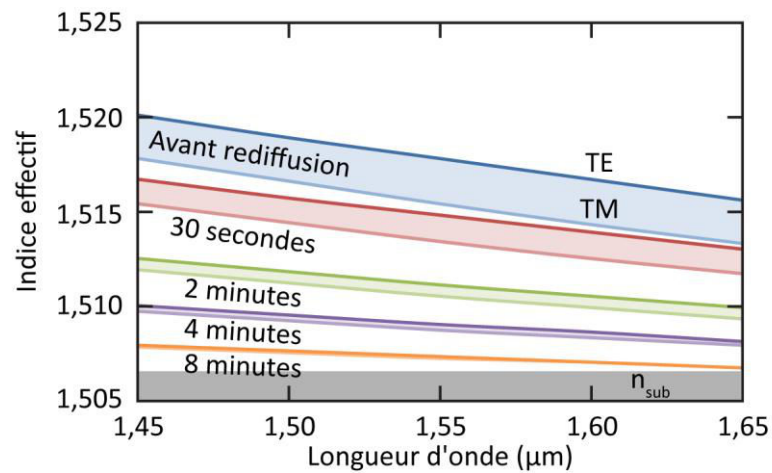


Figure III.11 – Diagramme de dispersion d'un guide de surface après différentes durées de rediffusion

Dans la partie précédente, nous avons estimé à 1,51 l'indice effectif du mode propagé dans le guide mono-polarisation à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Une rediffusion d'environ huit minutes permet d'intercaler convenablement les courbes de dispersion afin de satisfaire l'équation (III.22). Il faut cependant ajouter la contribution du second échange à la rediffusion pour simuler correctement la branche 2 de la jonction Y. Pour contrebalancer cette rediffusion supplémentaire, l'étape d'échange devra être allongée, ou celle de rediffusion raccourcie.

3.3 Mise en commun des deux branches : dimensionnement de la jonction

3.3.1 Procédé de fabrication

La conception des deux branches de sortie étant fixée, il reste à déterminer celle de la branche d'entrée qui doit être monomode, mais doit supporter les deux polarisations. Un choix technologique doit être fait pour sa création : sans compliquer le procédé de fabrication, elle peut être constituée de la simple prolongation de l'un des bras de sortie ou de leur superposition. Afin de faciliter l'alignement lors de l'étape de photolithographie de l'échange 2, la dernière possibilité est préférable. Dans ce cas, il nous faut vérifier que l'enchaînement des trois étapes de fabrication résulte bien en un guide monomode.

Le Tableau III.2 résume les paramètres d'échange de chaque étape de fabrication après optimisation, ainsi que les indices effectifs de chaque mode au cours de l'élaboration du composant à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Etape de réalisation	Durée d'échange	Température	Largeur de fenêtre	$n_{TE}^{(1)}$	$n_{TM}^{(1)}$	$n_{TE}^{(2)}$	$n_{TM}^{(2)}$
Echange 1	11 minutes	330 °C	0,9 μm	/	/	1,5167	1,5144
Rediffusion	5,5 minutes	330 °C	/	/	/	1,5077	1,5075
Echange 2	7 minutes	280 °C	5 μm	1,5092	/	1,5073	1,5072

Tableau III.2 – Paramètres du procédé de fabrication et indices effectifs des bras pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

A la fin du procédé de fabrication, la biréfringence de la branche 2 est de l'ordre de 10^{-4} , le mode TM n'est pas guidé dans la branche 1 et l'inéquation (III.22) est respectée. Les objectifs du dimensionnement des échanges sont donc remplis.

On s'aperçoit que la contribution du second échange aux baisses d'indice et de biréfringence est négligeable face à celle de l'étape de rediffusion. Ceci est dû au fait que la diffusion est plus lente à 280 °C qu'à 330 °C, mais aussi au fait que ces phénomènes sont de plus en plus lents. La seconde rediffusion a donc moins d'impact que la première.

La Figure III.12 contient les diagrammes de dispersion des guides simulés avec les paramètres du Tableau III.2 entre les longueurs d'ondes de 1,35 μm et 1,75 μm . Les zones (a), (b) et (c) correspondent aux plages de longueur d'onde définies sur la Figure III.7. La zone (a), dans laquelle le composant fonctionne sans être optimisé, est limitée aux faibles longueurs d'ondes par le passage de $n_{TM}^{(1)}$ au-dessus de $n_{TM}^{(2)}$: en dessous de cette limite, le composant ne sépare plus la polarisation puisque toute la lumière se propage dans la branche 1. La zone (c) est quant à elle délimitée par la longueur d'onde de coupure du mode TE sur la branche 1 au-delà de laquelle la lumière n'est plus propagée dans les guides de sortie. La plage sur laquelle le composant est optimisé correspond à la zone (b), sa largeur spectrale est de 150 nm ; celle sur laquelle le composant fonctionne sans optimisation est de 75 nm. Le composant possède donc une bande passante théorique de 225 nm.

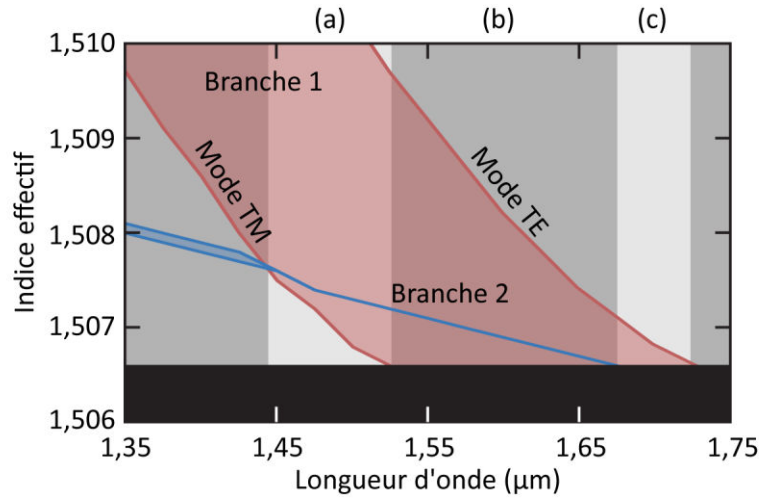


Figure III.12 – Diagramme de dispersion des bras de sortie de la jonction Y

D'autre part, nous avons vérifié que la branche d'entrée est bien monomode avec ces paramètres de fabrication. Ses indices effectifs sont de 1,5172 en mode TE et 1,5139 en mode TM.

3.3.2 Forme et adiabaticité

Nous avons opté pour un écartement final g_f entre les branches de sortie du duplexeur de 125 μm , ce qui correspond au standard des nappes de fibres optiques. La forme de la séparation est donnée sur la Figure III.13 : la branche 1 est un simple guide droit dont la branche 2 s'éloigne avec une forme sinusoïdale de longueur L_j . Ce choix a été motivé par l'article de Mustieles et al. qui spécifient que cette forme participe à la réduction des pertes par courbures [81].

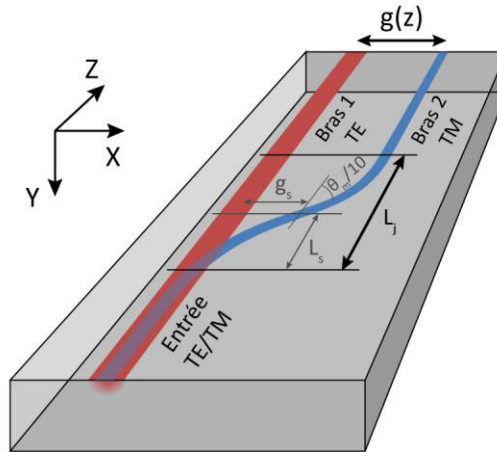


Figure III.13 – Représentation en trois dimensions du design adopté

Dans le cas de guides courbes s'éloignant lentement, l'angle de jonction local θ est équivalent à la dérivée de l'écartement des guides g par rapport à la distance de propagation z :

$$\tan \theta \approx \theta = \frac{dg}{dz} \quad (\text{III.24})$$

L'application du critère de Burns et Milton sur les modes TE calculés précédemment préconise un angle de jonction maximal θ_m valant 39,5 mrad dans la région de séparation de longueur L_s où les modes de guides de sortie interagissent.

Suivant les recommandations de Lydie Onestas sur le dimensionnement d'une jonction Y [6] et afin de réserver une marge technologique sur les indices effectifs réels, nous souhaitons limiter l'angle local de jonction à $\theta_m/10$ dans toute cette zone. Le calcul de l'intégrale de recouvrement des champs simulés indique un recouvrement inférieur à -25 dB pour une séparation g_s de 12,6 μm . Ces conditions forment un système d'équations qui définit complètement le dimensionnement de la jonction Y. La longueur de séparation L_s vaut alors 5,9 mm.

Afin de valider ce dispositif, nous avons simulé son comportement par BPM. La puissance dans chaque bras est définie comme la puissance confinée à l'intérieur du guide à la sortie du composant, et non comme la puissance se propageant sur le mode fondamental du guide de sortie. Cette définition permet d'extraire une valeur de diaphonie TM dans la plage de longueur d'onde où cette polarisation n'est théoriquement plus guidée dans le bras 1. Le résultat de simulation est donné sur la Figure III.14 en mode TE (a) et en mode TM (b) pour une longueur d'onde de 1,55 μm . On remarque que la séparation a bien lieu. L'analyse des puissances en sortie indique des taux d'extinction supérieurs à 30 dB dans chaque mode de polarisation.

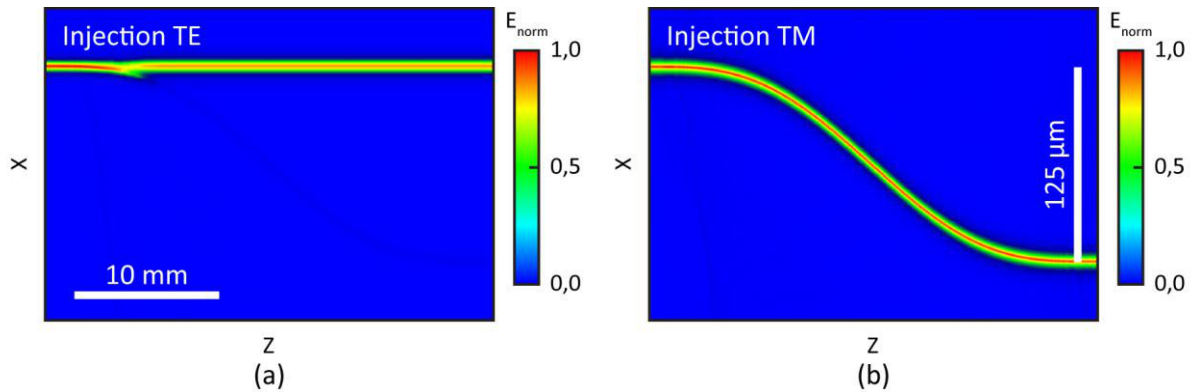


Figure III.14 – Simulation BPM de la structure pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ en mode TE (a) et en mode TM (b)

La même analyse à diverses longueurs d'ondes permet de tracer les diaphonies TE et TM en fonction de λ et ainsi de déterminer la bande passante du composant en simulation. Ces courbes sont représentées sur la Figure III.15, sur laquelle nous avons reporté les zones de fonctionnement de la Figure III.12.

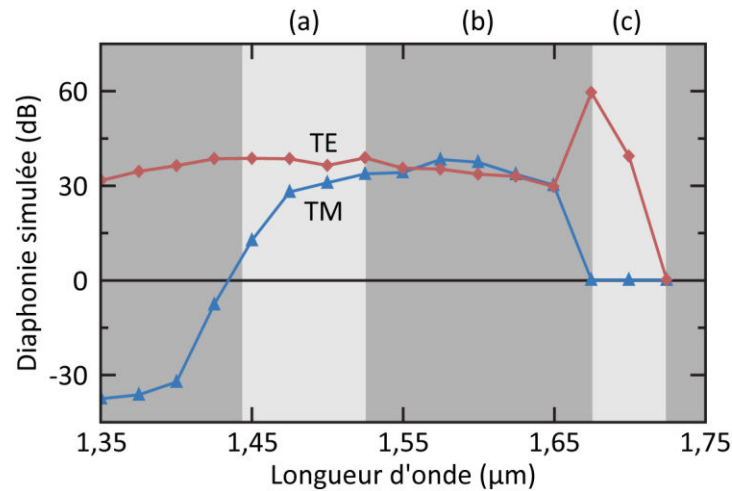


Figure III.15 – Diaphonies TE et TM simulées en fonction de la longueur d'onde

La diaphonie TE présente un plateau au-delà de 30 dB jusqu'à la coupure du mode TE sur la branche 2, après quoi la courbe n'a plus de signification puisque la fonction diaphonie n'est plus définie. Comme nous l'avons prévu lors de l'analyse des diagrammes de dispersion des bras de sortie, la diaphonie TM présente également un plateau dans les zones (a) et (b), avec une légère hausse dans la zone optimisée (b). Dans la région (c) et au-delà, la diaphonie TM est nulle puisque le mode TM n'est pas supporté par la jonction. Aux longueurs d'ondes inférieures à 1,44 μm, la diaphonie TM devient négative à cause de l'inversion des courbes de dispersion. Finalement, avec les paramètres de fabrication et la géométrie définis jusque-là, les simulations prévoient une bande passante à 30 dB de 175 nm entre $\lambda = 1,475 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,65 \mu\text{m}$.

Nous allons à présent expliciter les détails de la réalisation pratique du composant avant de conclure ce chapitre par sa caractérisation et les perspectives d'amélioration de ses performances.

4 Réalisation

Nous avons indiqué sur la Figure III.10 que le procédé de fabrication du séparateur de polarisation est composé de trois étapes complètes d'échanges thermiques. La première crée la branche destinée à propager le mode TM, la seconde rediffuse le guide afin d'en abaisser la biréfringence et la troisième finalise le composant en générant la branche mono-polarisation TE. Nous avons abordé dans le chapitre II la problématique de la thermalisation des substrats dans le cadre des cascades d'échanges, nous donnerons plus de détails à ce sujet dans le prochain paragraphe avant de révéler le procédé de fabrication réel du composant.

4.1 Problématique de la thermalisation

La thermalisation d'un substrat précédant un échange d'ions sur verre a plusieurs raisons d'être. Tout d'abord une raison de sécurité : elle permet de faire évaporer l'eau pouvant adhérer au porte-substrat après son nettoyage. En effet, la mise en contact d'une goutte d'eau avec un bain de nitrates à haute température provoque son évaporation instantanée dans une détonation violente. La thermalisation permet également d'éviter un choc thermique au substrat de verre et ainsi de limiter les risques de rupture thermique de celui-ci. En dernier lieu, en l'absence de thermalisation, l'inertie thermique du système entraîne une baisse de température du bain lors de la trempe du substrat encore froid. Ceci déstabilise le système de rétroaction en température et peut provoquer des variations thermiques importantes.

Puisqu'aucun guide sur la plaquette ne risque d'être dégradé, le premier échange ne pose pas de problème de rediffusion. Aussi, nous utilisons le procédé de thermalisation classique de l'IMEP-LaHC : 20 minutes sans contact entre le porte échantillon et le bain, puis 20 minutes en contact. De cette façon, lorsque le substrat pénètre dans le mélange de sels, il ne subit pas de choc thermique et n'induit pas de variations de température du bain.

Pour les deux échanges suivants, la thermalisation induit une rediffusion des guides présents sur la plaquette. Nous souhaitons limiter cette rediffusion pour contrôler au mieux l'échange total. Le procédé mis en place à cette fin consiste donc en une étape de thermalisation sans contact avec le bain de façon à amener la face avant du substrat à une température avoisinant 200 °C avant le trempage direct dans le bain d'échange. On évite ainsi toute rediffusion incontrôlée. La masse thermique de l'ensemble porte-substrat / plaquette ainsi que celle du bain étant constante, la chute de température provoquée par l'entrée dans le bain est reproductible et peut être compensée par le réglage initial du four à une température légèrement supérieure. Nous traitons le problème de déstabilisation de la température du four en l'éteignant au moment de l'entrée du substrat dans le bain. Grâce à l'inertie thermique et la bonne isolation du système, la descente en température qui découle de l'extinction du four est suffisamment lente pour ne pas être prise en compte au cours d'un échange de moins de dix minutes.

4.2 Procédé de fabrication optimal

Un masque de lithographie unique a été conçu pour l'ensemble de la fabrication du séparateur de polarisation. Un simple décalage du masque pour la seconde lithographie permet d'aligner les motifs formant le bras 1 avec les branches 2 déjà échangées. Afin de relâcher les contraintes sur les paramètres d'échange, les largeurs des motifs sur le masque ont été paramétrées. En prenant en compte l'élargissement standard de lithographie de $0,2\ \mu\text{m}$ et la sensibilité des indices effectifs à la largeur des guides, les largeurs des motifs du bras 1 ont été définies entre $0,5\ \mu\text{m}$ et $1,0\ \mu\text{m}$ par pas de $0,1\ \mu\text{m}$. Ceux du bras 2 valent $4,5\ \mu\text{m}$ et $5,0\ \mu\text{m}$. De plus, des motifs ont été ajoutés sur le masque afin de pouvoir tester le bras d'entrée et les branches 1 et 2 indépendamment.

Pour chaque étape de la réalisation du composant, nous avons mis en place un procédé d'échange d'ions purement thermique tel que décrit dans la partie 3.1 du chapitre II. En raison du temps de montée en température du substrat lors de sa mise en contact avec le bain, les temps d'échange déterminés en simulation et donnés dans le Tableau III.2 ont dû être allongés pour le procédé réel, en particulier pour l'étape de rediffusion thermique. Ainsi, les paramètres réels de la fabrication du séparateur de polarisation sont résumés dans le Tableau III.3.

Etape de réalisation	Durée de thermalisation	Composition du bain	Durée d'échange	Température d'échange	Largeur de fenêtre réelle
Echange 1	20 min. sans contact 20 min. en contact	20 % AgNO_3 80 % NaNO_3	10 minutes	330 °C	$(1,0 \pm 0,2)\ \mu\text{m}$
Rediffusion	4 minutes 20	100 % NaNO_3	8 minutes	330 °C	/
Echange 2	4 minutes 20	60 % AgNO_3 40 % NaNO_3	8 minutes	280 °C	$(5,2 \pm 0,2)\ \mu\text{m}$

Tableau III.3 – Paramètres réels pour la fabrication du séparateur de polarisation

Une fois le composant fabriqué, découpé et ses facettes polies, le dispositif se présente sous la forme d'un rectangle de verre d'une longueur de $(41,35 \pm 0,02)\ \text{mm}$, incluant $(35,38 \pm 0,02)\ \text{mm}$ pour les guides d'accès et de sortie.

5 Caractérisation

La première étape de caractérisation est une observation des modes de sortie du composant. Cette mesure simple et rapide est tout d'abord l'occasion de vérifier que le procédé de fabrication du guide 1, à savoir le guide mono-polarisation, s'est bien déroulé. A cette fin, on caractérise les guides droits correspondant à chaque branche de la jonction Y. On utilise alors une source ASE à $1,55\ \mu\text{m}$ non polarisée afin d'exciter tous les modes de polarisation. La rotation de l'analyseur à la sortie du guide formant la branche 1 entraîne bien l'extinction complète de son point de champ proche. Le bras 1 est donc bien mono-polarisation.

Cette manipulation permet également de repérer qualitativement les composants qui séparent effectivement la polarisation. La Figure III.16 montre trois images prises à la sortie d'un même composant avec la source ASE précédente et un objectif apochromatique x5. La première a été réalisée sans polariseur, les deux points correspondent aux deux sorties du dispositif et sont donc espacées de $125\ \mu\text{m}$. Pour les images (b) et (c), un polariseur a été ajouté devant la caméra. Selon l'orientation du filtre, l'un ou l'autre point est éteint, ce qui indique un composant séparateur de polarisation qui fonctionne.

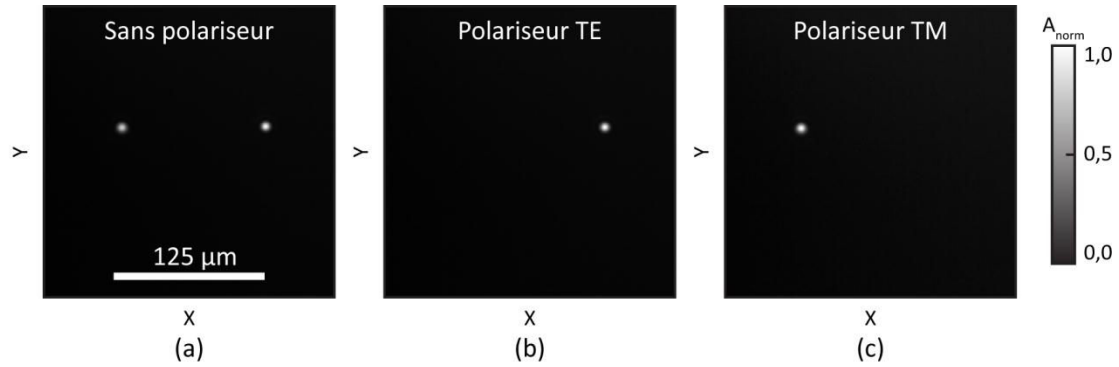


Figure III.16 – Image en champ proche en sortie du composant (a) sans polariseur, (b) avec polariseur orienté TE et (c) avec polariseur orienté TM

On remarque de plus que les mouvements de la fibre d'injection modifient l'amplitude des modes observés sans que cela affecte leur forme ou la répartition de puissance entre les bras. Ceci indique que toutes les branches du composant, y compris la branche d'entrée, sont monomodes. D'autre part, la forme quasi-circulaire des modes indique un taux de confinement correct dans les guides de sortie.

5.1 Tailles des modes

Après avoir remplacé l'objectif en place par un objectif au grossissement plus élevé (x50), nous pouvons mesurer la taille des modes avec la méthode décrite dans le chapitre II, section 4.1. Le Tableau III.4 contient les diamètres horizontaux et verticaux à $1/e^2$ des modes des branches d'entrée et de sortie. Les largeurs de fenêtres indiquées sont les largeurs mesurées au microscope après gravure du masque d'alumine, elles prennent donc en compte l'élargissement dû à la sur-gravure.

Pour la mesure sur les branches d'entrée, nous retournons le composant afin d'injecter la lumière par les branches de sorties. Dans cette configuration, nous avons vu précédemment que la mesure du mode TM ne peut se faire qu'en injectant dans la branche 2 et celle du mode TE dans la branche 1.

Entrée / Sortie	Largeurs de fenêtre (μm)	Mode TM		Mode TE	
		Diamètre H. (μm)	Diamètre V. (μm)	Diamètre H. (μm)	Diamètre V. (μm)
Entrée	5,2 – 1,0	5,75	4,25	5,5	4,0
Entrée	4,7 – 1,0	5,25	4,0	5,25	4,0
Sortie TM	0,9	8,75	9,25	/	/
Sortie TM	1,0	7,5	7,5	/	/
Sortie TM	1,1	7,25	6,75	/	/
Sortie TE	4,7	/	/	5,75	5,25
Sortie TE	5,2	/	/	6,25	4,75

Tableau III.4 – Diamètres des modes dans les différentes branches du composant

Pour les modes d'entrée comme pour les modes de sortie TM, les diamètres modaux diminuent lorsque les largeurs des fenêtres augmentent. Ceci est dû à un éloignement de la coupure du mode qui entraîne un plus fort confinement. On observe la même tendance pour le diamètre vertical des modes de sortie TE, mais le renforcement de l'asymétrie du guide augmente leur diamètre horizontal.

5.2 Mesures de diaphonie

5.2.1 Choix d'une technique de mesure

Il existe dans la littérature trois méthodes de mesure de la diaphonie pour les séparateurs de polarisation. Nous allons brièvement les décrire afin de justifier notre choix pour l'une de ces méthodes.

- La première et la plus usitée consiste à injecter successivement de la lumière polarisée TE, puis polarisée TM dans l'échantillon [70][79]. On mesure alors la puissance dans chaque bras de sortie sans polariseur et les diaphonies sont calculées grâce à la définition (III.1). Cette technique a l'avantage de ne pas nécessiter d'analyseur en sortie d'échantillon. Elle permet également de vérifier qu'aucun couplage modal n'a eu lieu lors de la séparation entre TE et TM. En effet, si un mode TM est détecté lors de la mesure à injection TE, on peut conclure que la jonction n'est pas adiabatique. Cette méthode présente cependant l'inconvénient d'être intrinsèquement limitée par le PER de la source. De plus, elle nécessite un alignement parfait de la polarisation incidente avec les axes du guide : si l'on suppose une onde incidente présentant un PER de -20 dB, un désalignement de $0,5^\circ$ provoque une erreur de mesure de 2,7 dB sur la diaphonie.

- La seconde méthode consiste à utiliser une source à polarisation aléatoire de façon à injecter la lumière sur les modes TE et TM de façon équivalente [72]. On mesure alors la puissance dans chaque bras sur chaque mode de polarisation en plaçant un analyseur en sortie et le calcul des diaphonies est aisé. Cette méthode permet de réaliser toutes les mesures nécessaires en une seule injection, on évite ainsi les erreurs dues au réalignement de la fibre. Cet avantage peut cependant se retourner contre la

méthode dans le cas où les modes TE et TM n'ont pas la même forme en entrée. En effet, la différence entre les coefficients de couplages des deux modes de polarisation influe directement sur la mesure de diaphonie. Cette technique est à éliminer dans notre cas, car la longueur d'onde de la source ASE dont nous disposons n'est pas ajustable. Il serait donc impossible de déterminer la bande passante du composant, ainsi que son comportement spectral.

- La dernière méthode consiste à injecter de la lumière polarisée linéairement avec un angle de 45° par rapport aux axes du guide d'ondes [78]. A l'instar de la seconde méthode, on injecte alors la lumière de façon équivalente sur chaque mode de polarisation et le calcul des diaphonies ne requiert pas de modifier l'injection. Dans ce cas, le désalignement de la polarisation incidente avec les axes du guide provoque des incertitudes de mesure plus faibles que pour la première méthode. En effet, un simple calcul de projection montre que si la lumière incidente a un PER de -20 dB, un désalignement de $0,5^\circ$ ne provoque qu'une erreur de 0,07 dB sur la diaphonie. En pratique, cette méthode présente également l'avantage d'utiliser une source polarisée linéairement, notre source Tunics accordable en longueur d'onde permettra de réaliser des mesures entre $\lambda = 1,50 \mu\text{m}$ et $1,64 \mu\text{m}$.

Nous avons donc choisi de mettre en œuvre cette dernière méthode pour nos mesures de diaphonie. Son principal inconvénient est sa dépendance au couplage sur chaque polarisation en entrée. Les diamètres des modes donnés dans le Tableau III.4 montrent que le couplage dans le guide d'entrée depuis la fibre d'injection ne dépend que faiblement de la polarisation, ce qui appuie notre choix de cette méthode.

5.2.2 Résultats

Les mesures de diaphonie ont été menées sur le banc de mesure en polarisation décrit dans la partie 4.3 du chapitre II. La Figure III.17 montre les résultats des mesures de diaphonie sur le composant présentant les meilleures caractéristiques. Pour ce dernier, les largeurs des fenêtres de diffusion étaient de $(1,0 \pm 0,2) \mu\text{m}$ pour le guide 2, et de $(5,2 \pm 0,2) \mu\text{m}$ pour le guide 1.

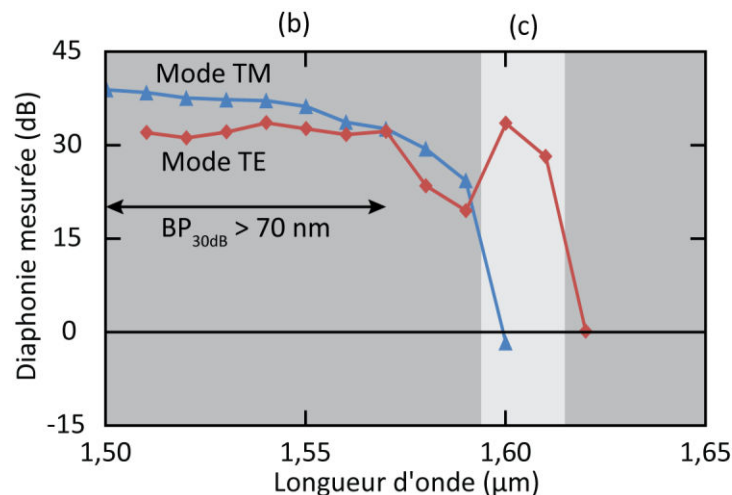


Figure III.17 – Diaphonies TE et TM mesurées sur le composant réalisé

On constate une excellente correspondance entre les mesures et les courbes de simulations de la Figure III.15, autant au niveau de leur forme qu'au niveau des valeurs. En effet, la diaphonie TM est supérieure à la diaphonie TE grâce à la coupure du mode TM sur la branche 1. Les valeurs optimales de séparation sont obtenues à la longueur d'onde de $1,54 \mu\text{m}$, la diaphonie vaut alors $(33,6 \pm 0,4)$ dB pour le mode TE, et $(37,2 \pm 0,4)$ dB pour le mode TM.

La mesure de la bande passante est limitée par la plage spectrale de la source. On observe des diaphonies supérieures à $(31,1 \pm 0,4)$ dB pour le mode TE et supérieures à $(32,7 \pm 0,4)$ dB pour le mode TM sur une plage de longueur d'onde de 70 nm.

La comparaison aux différentes réalisations du Tableau III.1 montre que ces caractéristiques sont à l'état de l'art. En effet, seule la jonction Y de Shani et al. [79] a une bande passante et des taux d'extinction équivalents. En revanche, la comparaison de la longueur de jonction est à l'avantage de notre composant puisqu'il mesure 5,9 mm, contre 14 mm pour le composant sur silicium.

5.3 Pertes

Nous présentons finalement les mesures de pertes réalisées sur le banc décrit dans la partie 4.4 du chapitre II avec la source Oz Optics ($\text{PER} < -35$ dB, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$). Afin d'identifier l'origine des pertes, nous réalisons des mesures de puissance sur le composant dans chaque mode de polarisation ainsi que des mesures sur des guides droits correspondant aux différents bras du composant caractérisé. Nous obtenons ainsi un système de huit équations à huit inconnues dont les résultats de résolution sont donnés dans le Tableau III.5.

	Pertes de couplage en entrée	Pertes linéiques du bras d'entrée	Pertes linéiques du bras de sortie	Pertes de couplage en sortie	Pertes d'insertion
Mode TE	$(1,00 \pm 0,4)$ dB	$(1,02 \pm 0,24)$ dB/cm	$(1,12 \pm 0,24)$ dB/cm	$(0,83 \pm 0,4)$ dB	$(6,02 \pm 0,4)$ dB
Mode TM	$(1,39 \pm 0,4)$ dB	$(0,89 \pm 0,24)$ dB/cm	$(0,57 \pm 0,25)$ dB/cm	$(1,49 \pm 0,4)$ dB	$(5,48 \pm 0,4)$ dB

Tableau III.5 – Pertes mesurées à $1,55 \mu\text{m}$

On remarque que les pertes linéiques du mode TE sont sensiblement plus élevées que celle du mode TM dans le bras de sortie. Ceci est dû au fait que le mode TM se propage dans un guide légèrement enterré, son interaction réduite avec la surface diminue par conséquent les pertes dues aux imperfections à l'interface air/verre. Les valeurs de $(0,57 \pm 0,25)$ dB/cm et $(1,12 \pm 0,24)$ dB/cm sont en accord avec les pertes linéiques trouvées dans la littérature pour des guides enterrés et de surface [42].

Les pertes de couplage sont relativement élevées pour un procédé d'échange ionique. En effet, le couplage des composants industrialisés est amélioré en enterrant et en rediffusant légèrement les guides d'entrée et de sortie de façon à adapter la forme de leurs modes à celles des modes des fibres

optiques. Les pertes de couplages peuvent ainsi être considérablement abaissées [82]. Dans notre cas, l'enterrage des branches dans les zones de couplage n'est pas possible en raison de la rediffusion du bras mono-polarisation qu'il entraînerait. Nous avons étudié la possibilité de réaliser les zones de couplage lors d'une étape de fabrication antérieure à la création du bras mono-polarisation, mais les pertes provoquées par la jonction entre les différentes zones vont à l'encontre du but de la manœuvre.

Il est à noter que les pertes d'insertion mesurées sont essentiellement dues aux pertes linéiques dans les guides d'accès. Bien qu'utiles à la manipulation de l'échantillon, ils ne seraient pas nécessaires au fonctionnement du composant intégré dans un circuit complexe, comme dans le cadre d'un schéma à diversité de polarisation. Dans ce cas, en réduisant au minimum les guides d'accès, on peut estimer les pertes d'insertion à 2,5 dB en mode TE, et 3,2 dB en mode TM.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre notre étude de la réalisation d'un séparateur de polarisation large-bande en optique intégrée sur verre. Nous avons débuté le chapitre en expliquant la fonction de tels composants, puis nous avons donné un aperçu de l'état de l'art en différenciant les types de séparateurs de polarisations réalisés jusque-là. Après avoir comparé les différentes approches, nous avons opté pour la réalisation d'une jonction Y asymétrique.

Dans la partie 2, nous avons expliqué le principe de fonctionnement d'une jonction Y générique par la théorie des modes couplés et l'avons appliqué au cas du séparateur de polarisation. Nous avons vu en particulier que ce composant peut servir de recombineur / filtre en sortie d'un isolateur indépendant de la polarisation incidente.

Après une phase de dimensionnement dans la partie 3, nous avons présenté le procédé en trois étapes utilisé pour la fabrication de notre composant : création de la branche TM, rediffusion, puis création de la branche TE. Dans notre dimensionnement, cette dernière est un filtre de polarisation radiatif. La partie 5 a été dédiée à la caractérisation du composant. Nous avons mesuré des diaphonies supérieures à 31,1 dB dans chaque mode de polarisation sur une bande passante supérieure à 70 nm pour des pertes d'insertion de 6 dB et 5,5 dB dans les modes TE et TM respectivement.

Chapitre IV. Rotateur Faraday intégré

Sommaire

Introduction	104
1 L'effet Faraday	104
1.1 Etude théorique en espace libre : l'approche newtonienne	104
1.2 Passage à l'optique guidée : la conversion de mode magnéto-optique	107
1.3 Approche expérimentale de l'effet Faraday guidé	110
2 Le rotateur Faraday hybride	120
2.1 Procédé de fabrication	120
2.2 Conditions de fonctionnement.....	121
2.3 Etude des paramètres de rotation Faraday dans la structure hybride.....	123
3 Résultats expérimentaux.....	130
3.1 Mesures de la rotation Faraday.....	131
3.2 Dépendance à la longueur d'onde	132
3.3 Mesures de pertes	133
Perspectives	135
Conclusion.....	136

Introduction

Après avoir développé le séparateur de polarisation dans le chapitre III, nous présentons ici les travaux réalisés en collaboration avec le laboratoire LT2C sur le rotateur non réciproque. La non-réciprocité est basée sur l'effet magnéto-optique longitudinal, également appelé effet Faraday, qui a lieu lorsqu'une onde lumineuse traverse un matériau dit magnéto-optique en présence d'un champ magnétique colinéaire à la direction de propagation de l'onde. Cet effet se traduit par une rotation de la polarisation de la lumière qui dépend de son sens de propagation.

Notre but dans ce chapitre est l'intégration d'un rotateur Faraday à 45° fonctionnant à la longueur d'onde de $1,55\text{ }\mu\text{m}$ sur la plage spectrale la plus large possible. Nous décrivons dans une première partie le phénomène physique à la base de l'effet Faraday dans un milieu homogène. Nous transposons ensuite cet effet en configuration guidée avant de nous intéresser aux modalités de réalisation expérimentale d'un rotateur intégré.

Nous présentons dans la deuxième partie de ce chapitre le procédé de fabrication du composant et ses conditions de fonctionnement, ainsi que les paramètres permettant de contrôler l'angle de rotation non réciproque. Nous précisons ensuite les paramètres de fabrication des derniers composants réalisés ainsi que leurs performances, puis nous terminons ce chapitre par les perspectives de ces travaux.

1 L'effet Faraday

Afin de comprendre le phénomène magnéto-optique en espace libre, nous l'analysons dans le cadre de la mécanique classique. Cette approche permet en effet d'expliquer les phénomènes utilisés pour la fabrication du rotateur Faraday. Nous verrons dans un premier temps l'effet d'un champ magnétique sur la permittivité d'un matériau et expliquerons l'aspect non réciproque de ce phénomène. Nous étudierons ensuite ce même effet en configuration guidée et conclurons cette partie par la présentation de l'état de la recherche dans ce domaine.

1.1 Etude théorique en espace libre : l'approche newtonienne

La mécanique classique est dirigée par trois principes fondamentaux énoncés par l'anglais Isaac Newton en 1687. Dans la limite où la mécanique classique permet d'analyser les interactions entre la lumière et la matière, on étudie l'effet Faraday via le mouvement d'un électron élastiquement lié à son noyau sous l'influence de la force de Lorentz.

1.1.1 Modèle de l'électron élastiquement lié

On cherche à déterminer la réponse d'un matériau à une excitation lumineuse périodique $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t}$ lorsqu'un champ magnétique fixe $\vec{B} = B_0 \vec{u}_z$ est appliqué. Dans ces conditions, la mise en équation du mouvement d'un électron de masse m au sein d'un atome procure l'équation (IV.1), dans laquelle \vec{r} est le vecteur position de l'électron, qui présente une forme harmonique de période ω .

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -m\omega_0^2 \vec{r} - m\Gamma \frac{d\vec{r}}{dt} - e\vec{E}_0 e^{j\omega t} - e \frac{d\vec{r}}{dt} \wedge B_0 \vec{e}_z \quad (\text{IV.1})$$

De gauche à droite, les termes de l'équation (IV.1) représentent : la variation de quantité de mouvement, la force de rappel exercée par l'atome de pulsation propre ω_0 , l'amortissement subi par l'électron de constante caractéristique Γ , et les parties électrique et magnétique de la force de Lorentz dues à l'onde incidente et au champ \vec{B} . Le terme associé à la partie magnétique de l'onde lumineuse ($\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$) est négligé au regard des autres forces en présence.

On peut projeter cette relation sur les trois axes de l'espace tout en utilisant les notations complexes afin d'en simplifier l'écriture. On aboutit alors à la relation (IV.2).

$$\begin{pmatrix} -m\omega^2 r_x \\ -m\omega^2 r_y \\ -m\omega^2 r_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -m\omega_0^2 r_x - jm\Gamma\omega r_x - eE_x - je\omega r_y B_0 \\ -m\omega_0^2 r_y - jm\Gamma\omega r_y - eE_y + je\omega r_x B_0 \\ -m\omega_0^2 r_z - jm\Gamma\omega r_z \end{pmatrix} \quad (\text{IV.2})$$

On s'aperçoit de fait que la force magnétique crée un couplage entre les déplacements suivant \vec{e}_x et \vec{e}_y : le mouvement induit par l'onde incidente suivant l'axe Ox génère un déplacement suivant l'axe Oy, et vice versa. Ce couplage peut se traduire dans l'expression du tenseur de permittivité ϵ . Pour ce faire, on décrit les déplacements concernés r_x et r_y en fonction du champ électrique appliqué. On obtient alors l'équation (IV.3) dans laquelle $\omega_c = eB_0/m$ est la pulsation cyclotron, et $\Omega^2 = \omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma$.

$$\begin{pmatrix} r_x \\ r_y \end{pmatrix} = \frac{-e}{m(\Omega^4 - \omega_c^2 \omega^2)} \begin{pmatrix} \Omega^2 & -j\omega_c \omega \\ j\omega_c \omega & \Omega^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (\text{IV.3})$$

Dans l'équation (IV.4), on lie la polarisation diélectrique \vec{P} d'un matériau au déplacement \vec{r} des électrons autour d'un atome d'une part, et à la susceptibilité électrique χ d'une autre, N étant la densité électronique.

$$\vec{P} = -eN\vec{r} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (\text{IV.4})$$

En remarquant que $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi)$, on peut donner l'expression du tenseur de permittivité (IV.5) dans laquelle I_d est la matrice identité d'ordre 2.

$$\epsilon = \epsilon_0 \left[I_d + \frac{Ne^2}{m(\Omega^4 - \omega_c^2 \omega^2) \epsilon_0} \begin{pmatrix} \Omega^2 & -j\omega_c \omega \\ j\omega_c \omega & \Omega^2 \end{pmatrix} \right] = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_1 & -j\epsilon_{mo} \\ j\epsilon_{mo} & \epsilon_1 \end{pmatrix} \quad (\text{IV.5})$$

Cette expression montre que l'application d'un champ magnétique sur un matériau quelconque fait apparaître des termes hors-diagonaux sur le tenseur de permittivité. Ces termes de couplage entre E_x et E_y dépendent de l'intensité du champ \vec{B} à travers ω_c .

1.1.2 Implications sur l'état de polarisation en espace libre

La résolution de l'équation d'onde dans un matériau doté de la permittivité décrite en (IV.5) montre que deux familles d'ondes indépendantes peuvent se propager :

- Les vibrations circulaires droites, caractérisées par la relation $E_y = -jE_x$ qui se traduit par un retard de phase de 90° du champ E_x par rapport au champ E_y , et dont l'indice effectif vaut $n_d = (\epsilon_1 - \epsilon_{mo})^{1/2}$.
- Les vibrations circulaires gauches, caractérisées par la relation $E_y = jE_x$ qui se traduit par une avance de phase de 90° du champ E_x par rapport au champ E_y , et dont l'indice effectif vaut $n_g = (\epsilon_1 + \epsilon_{mo})^{1/2}$.

Ces vibrations circulaires forment une base de l'espace des polarisations. Les états de polarisation linéaire propagés dans ces conditions se décomposent dans cette base comme la somme de deux vibrations circulaires d'amplitudes égales, l'inclinaison de la polarisation rectiligne est alors fonction de l'écart de phase entre ces deux ondes. Les composantes gauche et droite du champ se propageant à des vitesses différentes, un déphasage $\Delta\phi$ est généré après une propagation sur une distance L . Ce déphasage vaut :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L}{\lambda} \text{Re}(n_g - n_d) \quad (\text{IV.6})$$

Le déphasage se traduit par une variation de l'angle de polarisation lors de la recombinaison des deux ondes : il s'agit de la rotation Faraday. Cet effet est représenté sur la Figure IV.1.

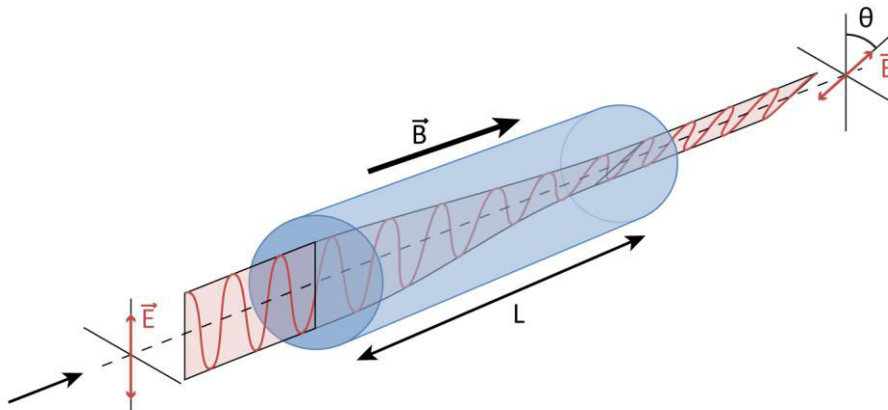


Figure IV.1 – Rotation Faraday d'une onde polarisée linéairement

L'angle de rotation θ s'exprime en fonction du déphasage $\Delta\phi$ et peut s'écrire sous la forme (IV.7) [83], avec c la célérité de la lumière dans le vide, $\omega_p = Ne^2/m\epsilon_0$ et $n = \epsilon_1^{1/2}$ l'indice de réfraction du milieu magnéto-optique.

$$\theta = \frac{\Delta\phi}{2} = \frac{\pi L \text{Re}(n_g - n_d)}{\lambda} \approx \frac{\pi L \text{Re}(\epsilon_{mo})}{\lambda \sqrt{\epsilon_1}} \approx \frac{e\omega_p^2 \omega^2}{2mcn(\omega_0^2 - \omega^2)^2} B_0 L \quad (\text{IV.7})$$

On définit alors la rotation spécifique θ_F comme la rotation Faraday par unité de longueur : $\theta_F = \theta/L$. Cette grandeur s'exprime en radian par mètre et dépend du champ magnétique appliqué.

1.1.3 Non-réciprocité de la rotation

On remarque grâce à la relation (IV.7) que la rotation est directement proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique appliqué. Par conséquent, si le champ magnétique est inversé ($\vec{B} = -B_0 \vec{e}_z$), la rotation l'est également. On comprend alors l'appellation de rotation non réciproque : une onde réalisant un aller-retour dans un rotateur Faraday d'angle θ_e cumule les effets de rotation et voit sa polarisation inclinée de $2\theta_e$. L'aller-retour est représenté sur la Figure IV.2 ci-dessous.

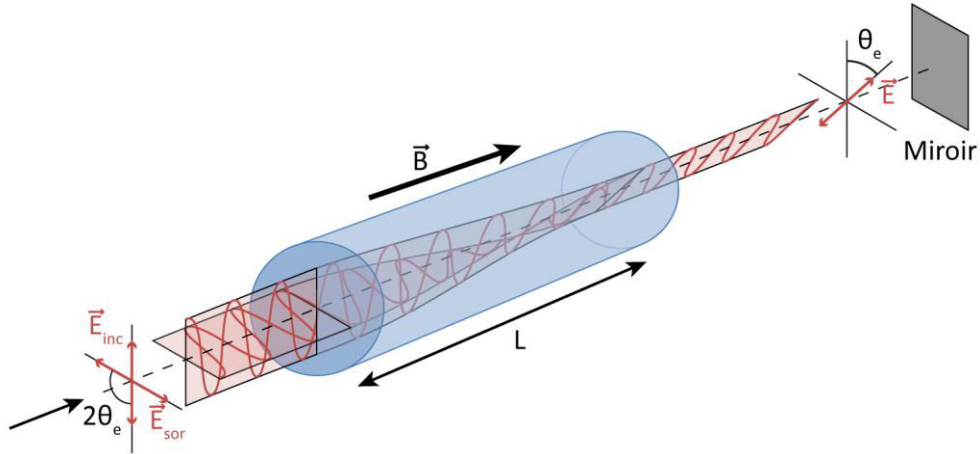


Figure IV.2 – Illustration de la non-réciprocité de l'effet Faraday

Grâce au modèle de l'électron élastiquement lié, nous avons montré que l'application d'un champ magnétique colinéaire à la direction de propagation d'une onde lumineuse a pour effet de modifier la permittivité du milieu de sorte à induire une rotation non réciproque de la polarisation de la lumière. Cette démonstration est valable en espace libre, nous étudions dans la section suivante dans quelle mesure cette théorie est applicable à une configuration d'optique guidée.

1.2 Passage à l'optique guidée : la conversion de mode magnéto-optique

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, l'optique en configuration guidée se différencie de l'optique en espace libre par l'anisotropie transverse de l'indice de réfraction qui permet une propagation de la lumière sous forme de modes guidés. La base de l'espace des polarisations est alors composée par ces modes dont les états de polarisation sont linéaires. Dans cette situation, les

vibrations circulaires gauche et droite ne sont pas des vecteurs propres du système, le formalisme de l'effet Faraday en espace libre ne peut donc être employé.

Nous verrons dans une première partie comment se manifeste l'effet Faraday dans un guide d'ondes en développant une analyse par la théorie des modes couplés. Nous verrons ensuite comment cet effet a été mis en pratique par différents chercheurs jusqu'à aujourd'hui, puis nous dévoilerons la configuration que nous avons adoptée.

Il est à noter que dans ce chapitre, nous ne considérons que des guides de surface. Par conséquent, les axes propres sont appelés TE et TM suivant la notation mise en place dans le chapitre II. De plus, sauf mention contraire, les guides considérés sont monomodes et la propagation a lieu suivant l'axe Oz.

1.2.1 Théorie de la conversion de mode

Nous suivons ici le calcul publié par Lohmeyer et al. en 1998 qui s'appuie sur la théorie des modes couplés [84] et l'appliquons au cas d'un guide monomode supportant les modes TE et TM. Les coefficients hors diagonaux du tenseur de permittivité déterminé dans l'équation (IV.5) sont à l'origine d'un couplage entre ces deux modes, ce qui équivaut à de la rotation de polarisation en configuration guidée.

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_{TE}}{dz} = K\varphi_{TM} \exp(jk_0\Delta n z) \\ \frac{d\varphi_{TM}}{dz} = K^*\varphi_{TE} \exp(-jk_0\Delta n z) \end{cases} \quad (IV.8)$$

Le coefficient de couplage K entre TE et TM est fonction du recouvrement entre les modes dans la partie magnéto-optique S_{mo} de la section transverse, de la puissance P_k supportée par chaque mode et de la permittivité magnéto-optique ϵ_{mo} définie en (IV.5). Si on considère que les modes ont un recouvrement parfait, on peut assimiler K à la rotation Faraday spécifique d'espace libre grâce à la relation (IV.9).

$$K = j\epsilon_{mo} \frac{\omega\epsilon_0}{4\sqrt{P_{TE}P_{TM}}} \iint_{S_{mo}} \varphi_{TE}\varphi_{TM}^* dx dy \approx j \frac{\epsilon_{mo}\pi}{\lambda n} = j\theta_F \quad (IV.9)$$

Pour une incidence TM, l'amplitude des champs après une propagation sur une distance z vaut :

$$\begin{cases} \varphi_{TM}(z) = \varphi_{TM}(0) \exp(-jk_0\overline{n_{eff}}z) \left[\cos(\sigma z) - j \frac{k_0\Delta n}{2\sigma} \sin(\sigma z) \right] \\ \varphi_{TE}(z) = \varphi_{TM}(0) \exp(-jk_0\overline{n_{eff}}z) \left[-j \frac{K^*}{\sigma} \sin(\sigma z) \right] \end{cases} \quad (IV.10)$$

avec $\overline{n_{eff}} = (n_{TE} + n_{TM})/2$ et $\sigma = \sqrt{|K|^2 + (k_0\Delta n/2)^2}$.

Dans ce cadre, on définit le rendement de conversion $R(z)$ comme le rapport de l'intensité du mode TE à la cote z et de celle du mode TM à l'injection : $R(z) = I_{TE}(z)/I_{TM}(0)$. Il s'écrit :

$$R(z) = \frac{|K|^2}{\sigma^2} \sin^2 \sigma z = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + \left(\frac{k_0 \Delta n}{2}\right)^2} \sin^2 \left(z \sqrt{\theta_F^2 + \left(\frac{k_0 \Delta n}{2}\right)^2} \right) \quad (\text{IV.11})$$

On définit alors le rendement maximal R_M par l'équation (IV.12).

$$R_M = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + \left(\frac{k_0 \Delta n}{2}\right)^2} \quad (\text{IV.12})$$

Sur la Figure IV.3 est représenté un exemple de rendement de conversion en fonction de la distance de propagation à une longueur d'onde λ de 1,55 μm . Les courbes sont tracées pour différentes valeurs de biréfringence avec $\theta_F = 100$ °/cm, qui représente une valeur standard de la rotation spécifique. Le rendement de conversion $R(z)$ est périodique, sa demi-période est appelée longueur de couplage et vaut $L_C = \pi / \sqrt{4\theta_F^2 + (k_0 \Delta n)^2}$.

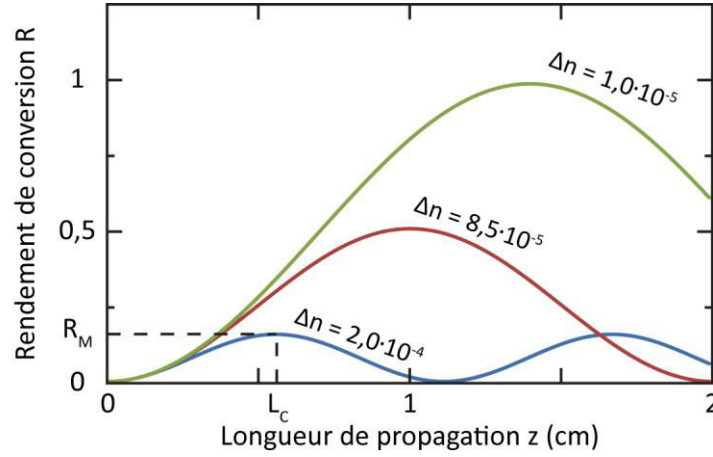


Figure IV.3 – Rendement de conversion en fonction de la distance de propagation à $\lambda = 1,55$ μm et $\theta_F = 100$ °/cm pour différentes valeurs de biréfringence

On remarque ainsi que seule une biréfringence modale nulle permet une conversion magnéto-optique complète entre les modes de polarisation d'un guide d'onde. Il s'agit de la condition d'accord de phase appliquée à la conversion de polarisation.

1.2.2 Equivalence entre rotation Faraday et conversion de mode magnéto-optique

La recombinaison des modes propres TE et TM à la sortie du guide d'ondes génère un état de polarisation elliptique en espace libre. On peut ainsi définir la rotation équivalente θ_g entre l'état d'entrée et l'état de sortie. Son expression est donnée en (IV.13).

$$\theta_g = \arctan \sqrt{\frac{R(z)}{1 - R(z)}} \quad (\text{IV.13})$$

Sur la Figure IV.4 figurent les rotations équivalentes aux rendements de conversion de la Figure IV.3, toujours avec une rotation spécifique de 100 °/cm et à une longueur d'onde de 1,55 μm .

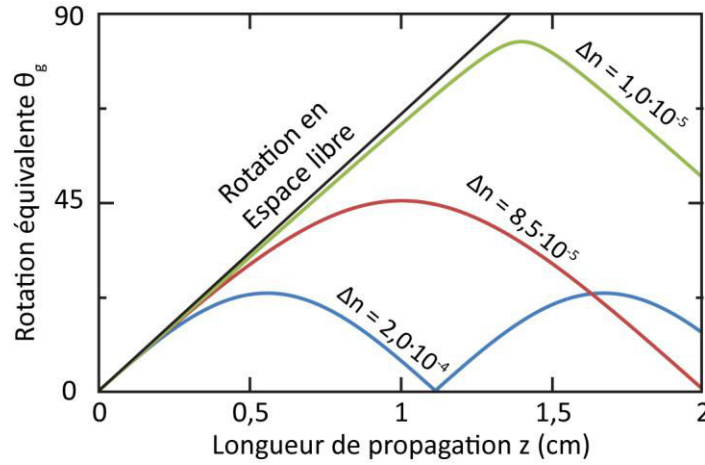


Figure IV.4 – Rotations équivalentes aux rendements de conversion de la Figure IV.3.

La droite tracée en noir représente la rotation en espace libre correspondant à cette valeur de rotation spécifique. On constate qu'une biréfringence modale réduite rapproche la rotation guidée de l'effet en espace libre. Pour notre application dans l'isolateur à rotation, nous avons besoin d'une rotation équivalente de 45° . Avec les valeurs de l'exemple ci-dessus, toute biréfringence supérieure à $8,5 \cdot 10^{-5}$ ne permettra pas d'obtenir la rotation voulue. Toutes les biréfringences inférieures à cette valeur permettent, pour une longueur de propagation donnée, d'obtenir la rotation recherchée.

Nous abordons dans la section suivante un aspect plus expérimental de l'effet Faraday à travers les différents matériaux utilisés dans le domaine de la magnéto-optique guidée. Nous décrivons également celui sur lequel s'est porté notre choix ainsi que le procédé de fabrication mis en œuvre.

1.3 Approche expérimentale de l'effet Faraday guidé

1.3.1 Matériaux magnéto-optiques utilisés en configuration guidée

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les matériaux magnéto-optiques de volume tels que le grenat de fer-yttrium (YIG) sont d'excellente qualité, mais difficilement intégrables en raison d'incompatibilités technologiques de fabrication. C'est pourquoi, dans l'optique de fabriquer un isolateur intégré performant, différents matériaux et méthodes de fabrication ont été développés.

Les deux principales caractéristiques d'un matériau magnéto-optique pour l'intégration de l'effet Faraday sont sa rotation spécifique θ_F et son coefficient de pertes linéiques α . Afin de comparer les matériaux existants, il est commode de définir le facteur de mérite magnéto-optique F . Il s'agit du rapport de θ_F et α qui s'exprime en degrés par décibel.

$$F = \frac{\theta_F}{\alpha} \quad (\text{IV.14})$$

Ainsi, dans des structures identiques, plus le facteur de mérite d'un matériau est élevé, moins la rotation Faraday dans celui-ci entraînera de pertes.

1.3.1.1 Etat de l'art des matériaux magnéto-optiques intégrés

Les matériaux magnéto-optiques proposés jusqu'à aujourd'hui peuvent être séparés en différentes classes en fonction de leur phase et des éléments entrant dans leur composition. On relève principalement les semi-conducteurs, les grenats et les matériaux composites, qui ont l'avantage d'être modulables.

Dans le Tableau IV.1 est dressé un résumé des principaux matériaux utilisés pour l'intégration de composants magnéto-optiques ainsi que leurs méthodes de fabrication, les substrats sur lesquels le dépôt a été réalisé et leur facteur de mérite.

Type	Matériau	Méthode de fabrication	Substrat	Longueur d'onde	Facteur de mérite	Réf.
Semi-conducteurs	$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	Epitaxie par jet moléculaire	GaAs	730 nm	1000 °/dB	[85]
	$\text{Fe} : \text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$?	InP	1,55 μm	29 °/dB	[86]
Matériaux composites	Maghémite dans $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$	Méthode sol-gel et dip-coating	Pyrex	633 nm	0,2 °/dB	[87]
	$\text{Fe} : \text{SrTiO}_2$	Epitaxie par laser pulsé	LaAlO_3	?	1,1 °/dB	[88]
	$\text{Bi} : \text{YIG}$ dans PMMA	Dispersion dans la matrice puis polymérisation	/	532 nm	0,4 °/dB	[89]
	Magnétite dans PMMA	Dispersion dans la matrice puis polymérisation	/	980 nm	0,5 °/dB	[90]
Grenats	$\text{Ce} : \text{YIG}$	Pulvérisation cathodique	$\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$	1,55 μm	570 °/dB	[91]
	$\text{Re}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ $\text{Bi} : \text{YIG}$	Mélange en phase liquide	/	1,55 μm	18 °/dB	[92]
	$\text{Ce} : \text{YIG}$	Epitaxie par laser pulsé	SOI	1,54 μm	21 °/dB	[93]

Tableau IV.1 – Principaux matériaux utilisés pour l'intégration de composants magnéto-optiques

Ce résumé permet de constater la grande variété des matériaux et des facteurs de mérite magnéto-optiques disponibles. Il est à noter que le facteur de mérite est fonction du champ appliqué, et que les valeurs indiquées dans les publications ne sont pas forcément mesurées en saturation. Les comparaisons sont donc à effectuer avec prudence. Les facteurs de mérite les plus importants ont été obtenus dans des matériaux semi-conducteurs et des grenats. Zayets et al. ont en effet estimé à 1000 °/dB le facteur de mérite dans un guide de $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ sous un champ magnétique de 0,5 T.

Les matériaux pour lesquels aucun substrat n'est indiqué dans le Tableau IV.1 ont été fabriqués en volume et doivent par conséquent être reportés sur un substrat pour l'intégration. Dans le cas des matériaux composites utilisant le polyméthacrylate de méthyle (PMMA) comme matrice, la phase liquide avant la polymérisation laisse envisager un dépôt par centrifugation ou par dip-coating.

A l'inverse, le cristal de Bi : YIG est dopé aux terres rares en phase liquide à une température de 1290 °C. Cette méthode de fabrication est donc incompatible avec un dépôt du matériau, il est nécessaire de reporter le cristal sur un substrat pour l'intégrer.

Les deux équipes citées dans le Tableau IV.1 qui utilisent le Ce : YIG ont obtenu des facteurs de mérite très différents. Ceci met en avant la difficulté d'intégration d'un matériau magnéto-optique sans en dégrader les caractéristiques essentielles : la rotation spécifique ou les pertes linéiques. La méthode de dépôt est donc un facteur clef pour l'exploitation maximale des caractéristiques du matériau magnéto-optique employé. De plus, l'aspect amorphe des substrats de verre utilisés pour l'échange d'ions complexifie la croissance de couches cristallines de même que leur report. Ainsi, l'utilisation de semi-conducteurs ou de grenats est difficilement compatible avec notre technologie d'échange d'ions sur verre. Connaissant ces contraintes, le Laboratoire Télécom Claude Chappe (LT2C) nous a proposé un matériau composite sol-gel déposé par dip-coating [94].

1.3.1.2 Le matériau employé : une matrice de silice dopée aux nanoparticules de ferrite de cobalt

Le matériau magnéto-optique composite développé au LT2C est constitué d'une matrice de silice dopée avec des nanoparticules de ferrite de cobalt (CoFe_2O_4). La technique d'élaboration de la couche par voie sol-gel a été mise en place durant la thèse de François Royer [87], puis développée successivement par Fadi Choueikani [95] et Hadi Amata [96].

a) Description des éléments constitutifs de la couche magnéto-optique

La matrice de silice permet une bonne compatibilité de la couche magnéto-optique avec les substrats de verre grâce à son aspect amorphe. De plus, la technique de dépôt requiert des températures inférieures à 120 °C, garantissant ainsi que les guides d'ondes sur verre ne seront pas altérés. Elle autorise également le dopage de la matrice en nanoparticules avec une grande variété de concentrations, ce qui permet d'augmenter ou de diminuer les effets magnéto-optiques, de même que les pertes de propagation et l'indice de réfraction de milieu.

Les particules de ferrite de cobalt sont ferromagnétiques, c'est-à-dire qu'elles sont constituées d'ions dont le moment magnétique est non nul. L'application d'un champ magnétique a pour effet d'orienter ces moments et ainsi de modifier la forme du tenseur de permittivité. Dans le cas où le champ \vec{B} est orienté suivant l'axe Oz, on écrit la matrice sous la forme (IV.15) qui décrit un matériau pseudo-isotrope induisant une rotation Faraday. Le coefficient ϵ_{mo} est directement proportionnel à l'aimantation au sein du matériau : $\epsilon_{mo} = \gamma M$. Dans ces conditions, la rotation spécifique devient $\theta_F = \pi \epsilon_{mo} / \sqrt{\epsilon_1} \lambda$.

$$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_1 & -j\epsilon_{mo} & 0 \\ j\epsilon_{mo} & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix} \quad (\text{IV.15})$$

Une étude des propriétés des nanoparticules en phase liquide a été menée au LT2C. Pour ce faire, une solution aqueuse dopée à 0,16 % en particules de 9 nm de diamètre a été préparée. La Figure IV.5 représente la rotation Faraday spécifique mesurée dans la solution ainsi que la transmission en fonction de la longueur d'onde.

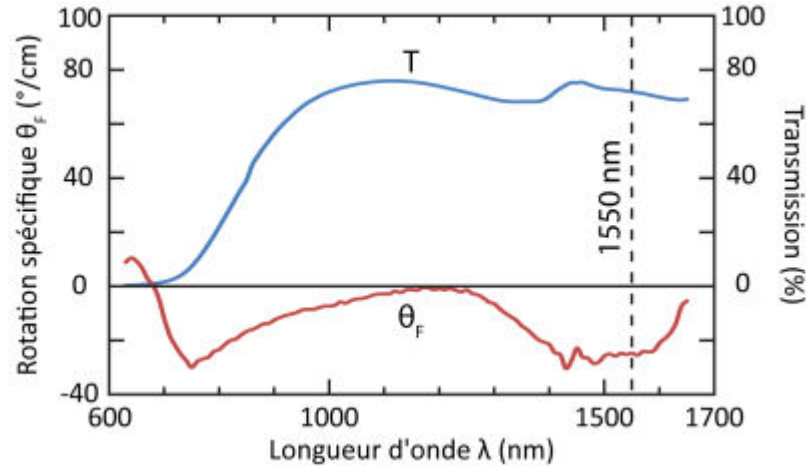


Figure IV.5 – Rotation spécifique et coefficient de transmission des nanoparticules en fonction de la longueur d'onde pour une concentration de 0,16 % [60]

On remarque que pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, la rotation spécifique est de $-25 \text{ }^\circ/\text{cm}$ et la transmission supérieure à 70 %. La courbe de rotation présente un plateau autour de notre longueur d'onde de travail, ce qui est favorable à un fonctionnement large-bande du rotateur. Puisque la rotation spécifique est proportionnelle à la concentration en nanoparticules, ces mesures laissent envisager des rotations de l'ordre de $250 \text{ }^\circ/\text{cm}$ comparables à celle du YIG massif pour des concentrations de 1,6 %.

Le calcul du rapport des deux courbes précédentes permet de tracer l'évolution du facteur de mérite F des nanoparticules en fonction de la longueur d'onde. Comme on peut le voir sur la Figure IV.6, le facteur de mérite atteint sa valeur maximale autour de la longueur d'onde de travail, puisque le matériau allie dans cette zone une bonne transparence à une rotation élevée.

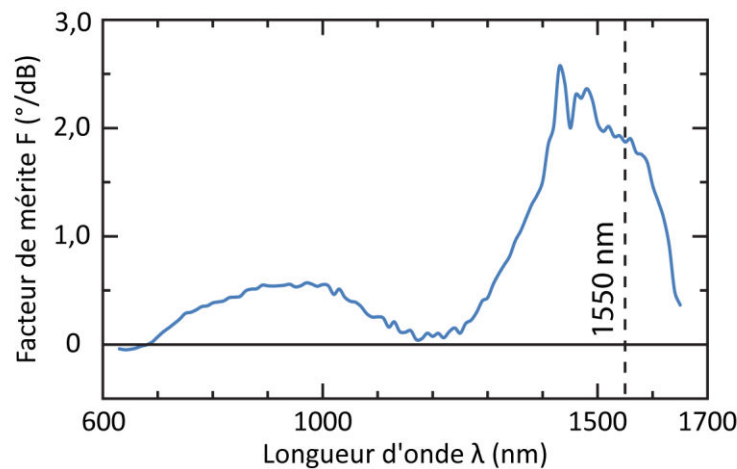


Figure IV.6 – Facteur de mérite des nanoparticules de 9 nm de diamètre

On peut lire sur le graphique que le facteur de mérite F vaut environ 2,0 °/dB pour la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. La comparaison de cette valeur à celles du Tableau IV.1 montre que les nanoparticules ont un facteur de mérite moyen. Cette valeur indique qu'une rotation de 45° impliquera au minimum 22,5 dB de pertes de fonction. Il est donc essentiel de limiter la longueur de la zone d'interaction à la longueur de couplage L_c , et non à un multiple de cette longueur permettant la même rotation.

Il est à noter qu'en première approximation, la rotation spécifique et le coefficient de perte linéique varient proportionnellement à la concentration en nanoparticules. Ceci implique que le facteur de mérite F est indépendant de la concentration en nanoparticules.

b) Méthode de dépôt de la couche mince par voie sol-gel

Les procédés sol-gel permettent de synthétiser des matériaux vitreux par polymérisation de précurseurs moléculaires en solution (le sol), plutôt que par refroidissement rapide des matières premières en fusion. Il est possible d'obtenir par ces méthodes un matériau massif (le gel), mais également des couches minces, notamment par le procédé de dip-coating que nous utilisons. Les étapes successives de la préparation et du dépôt de la couche magnéto-optique sont détaillées sur la Figure IV.7.

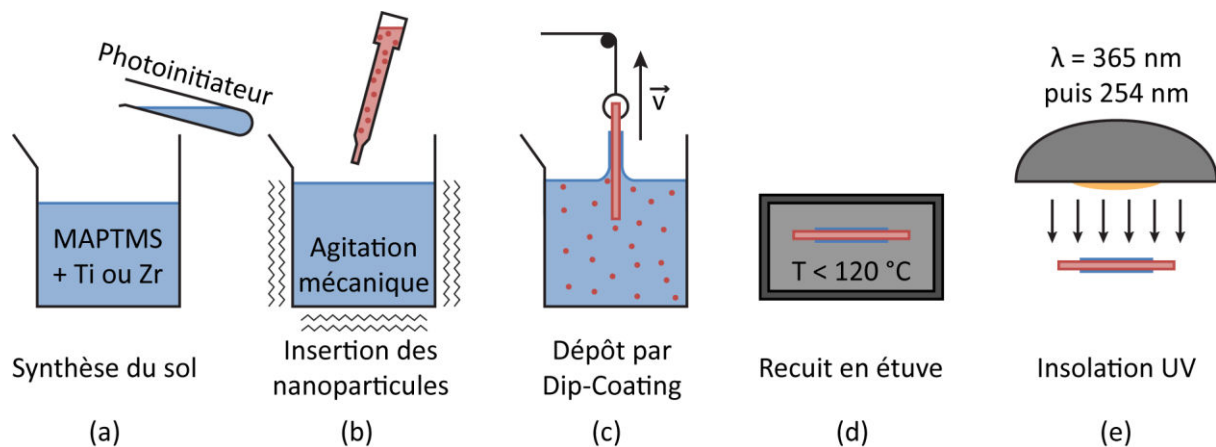


Figure IV.7 – Étapes d'élaboration et de dépôt du matériau magnéto-optique

(a) La première étape est la synthèse du sol, il est constitué d'un mélange de précurseurs de silice appelé MAPTMS et de précurseurs d'oxydes métalliques, auquel on ajoute un photoinitiateur permettant d'enclencher une polymérisation du matériau en cas d'exposition à un rayonnement ultraviolet.

(b) La seconde étape consiste à doper le mélange avec les nanoparticules de ferrite de cobalt. Pour cela, un ferrofluide nous est fourni par le laboratoire de Physicochimie des Electrolytes, Colloïdes et des Sciences Analytiques de Paris (PECSA) [97]. Celui-ci est constitué d'eau et des particules en suspension et est introduit dans le mélange à l'aide d'une micropipette. Cette étape nécessite une agitation pour la dispersion des particules, elle est suivie d'un filtrage pour l'obtention d'une couche de bonne qualité optique.

L'étape (c) est l'étape de dépôt à proprement parler. La méthode de dip-coating consiste à tremper le substrat dans la solution puis à le tirer verticalement sans vibration et très lentement afin de laisser les solvants s'évaporer. La hauteur h de la couche finale dépend de la vitesse de tirage, de la viscosité du fluide, de sa densité, et de sa tension de surface.

Les étapes (d) et (e) sont des étapes de traitement de la couche mince obtenue. La première est un traitement thermique en étuve pour l'évaporation des solvants. La seconde est une insolation UV entraînant la densification de la couche par polymérisation organique grâce au photoinitiateur introduit dans le sol durant l'étape (a).

c) Rotation Faraday dans la couche mince

Une fois ces cinq étapes réalisées, il est possible de caractériser l'aspect magnéto-optique de la couche mince. Pour ce faire, le LT2C utilise le banc décrit dans la section 4.5.2 du chapitre II en configuration d'espace libre.

La Figure IV.8 représente la rotation Faraday spécifique à $1,55 \mu\text{m}$ mesurée en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué. La mesure a été effectuée sur une couche de $2,8 \mu\text{m}$ d'épaisseur contenant une concentration de 0,15 % de nanoparticules ferromagnétiques. La rotation mesurée en saturation à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ est de $30 \text{ }^\circ/\text{cm}$.

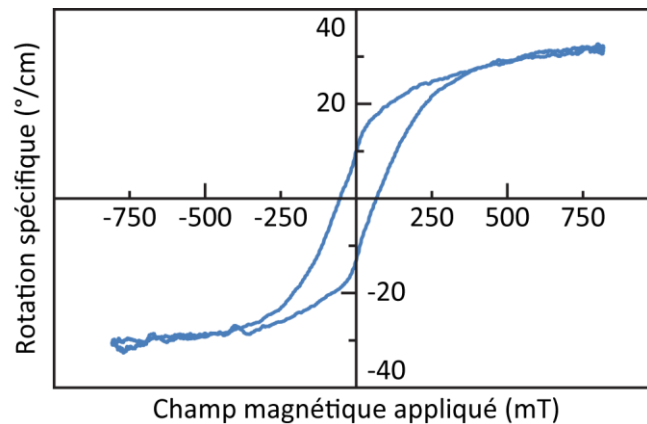


Figure IV.8 – Rotation spécifique en mesure transverse dans une couche mince magnéto-optique

On remarque la présence d'un cycle d'hystérésis de la rotation Faraday spécifique, qui donne lieu à une rotation rémanente de $10 \text{ }^\circ/\text{cm}$ lorsqu'aucun champ magnétique n'est appliqué. Ceci indique la possibilité de créer des composants auto-polarisés qui ne nécessiteront pas d'aimant permanent pour fonctionner. Ceci constitue l'un des atouts de ce matériau pour l'intégration. L'amplitude du cycle d'hystérésis est fonction de la taille et de la cristallographie des particules. Celles de la Figure IV.8 ont une taille moyenne de 9 nm , taille à partir de laquelle l'hystérésis est marquée.

Ces mesures montrent que la couche déposée entraîne bien des effets magnéto-optiques. Les aimants permanents que nous utilisons pour tester les dispositifs créent un champ magnétique de $0,5 \text{ T}$, suffisant pour que la rotation spécifique atteigne sa valeur de saturation.

d) Choix du niveau de dopage

Le niveau de dopage en nanoparticules est un paramètre clef du composant final. En effet, nous avons vu précédemment que les pertes linéiques dans le matériau magnéto-optique sont proportionnelles au niveau de dopage, et donc à la rotation spécifique θ_F . Mais la valeur critique est la quantité de pertes totales engendrées par une rotation de 45 °, une étude approfondie du niveau de dopage est donc nécessaire.

Le LT2C a démontré que la rotation spécifique θ_F dans la couche est proportionnelle au niveau de dopage N à raison de 200 °/cm par pourcent. De même, les pertes linéiques p_l dans le matériau sont proportionnelles au niveau de dopage à raison de 100 dB/cm par pourcent [96]. A partir de ces informations et de l'équation (IV.16), qui définit la longueur $L_{1/2}$ nécessaire à une conversion de mode de 50 %, il est possible de calculer la valeur totale des pertes dues à la rotation Faraday.

$$L_{1/2} = \frac{\arcsin \sqrt{\frac{\theta_F^2 + \left(\frac{k_0 \Delta n}{2}\right)^2}{2\theta_F^2}}}{\sqrt{\theta_F^2 + \left(\frac{k_0 \Delta n}{2}\right)^2}} \quad (\text{IV.16})$$

Sur la Figure IV.9 est tracée l'évolution des pertes de propagation totales dans le matériau en fonction du niveau de dopage et de la rotation spécifique, et ce pour différentes valeurs de biréfringence. On remarque en premier lieu, que si la rotation spécifique θ_F est inférieure à $k_0 \Delta n / 2$, la fonction $L_{1/2}$ n'est pas définie. Cela est dû au fait que le rendement maximal R_M est inférieur à 0,5, la rotation ne peut donc pas atteindre 45 °.

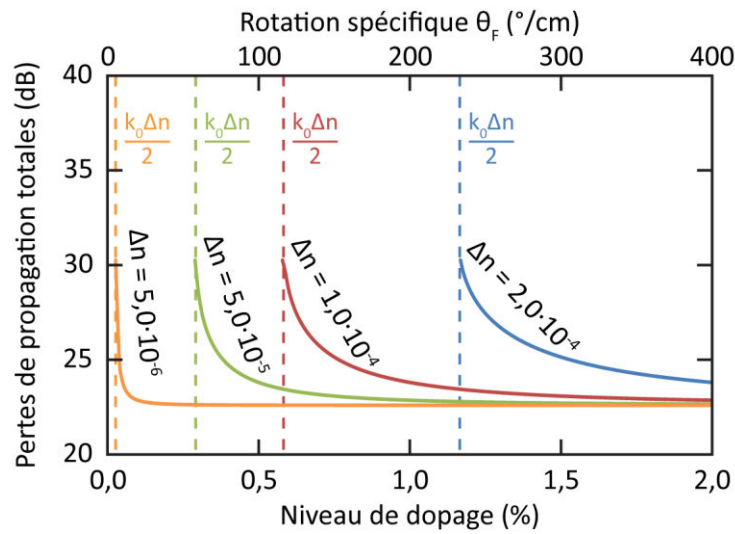


Figure IV.9 – Pertes de propagation dans le matériau magnéto-optique en fonction du niveau de dopage

Dans le cas limite où $\theta_F = k_0 \Delta n / 2$, le rendement de conversion maximal est de 0,5 et on remarque que les pertes sont maximales sur chaque courbe. Dans le cas inverse, si θ_F est suffisamment élevé

pour que l'effet de la biréfringence soit négligeable, le rendement maximal atteint 1 et on peut voir sur la Figure IV.9 que les pertes sont minimales. En effet, comme nous l'avons vu sur la Figure IV.4, une biréfringence réduite rapproche la rotation en configuration guidée de la rotation d'espace libre. Par conséquent, les pertes dues à la propagation dans le matériau magnéto-optique atteignent dans ce cas la limite intrinsèque fixée par le facteur de mérite magnéto-optique, soit environ 22,5 dB.

Dans l'optique de réduire les pertes de propagation dans le matériau magnéto-optique, il est donc nécessaire de doper la couche magnéto-optique au maximum. Technologiquement, nous serons limités par la précipitation des nanoparticules dans le sol. En contrepartie, la longueur d'interaction devra être rigoureusement fixée à la valeur $L_{1/2}$. En effet, dans le cas d'une biréfringence faible, qui est équivalent au cas d'un niveau de dopage élevé, la Figure IV.4 montre que l'angle de rotation varie rapidement avec la longueur de propagation.

1.3.2 Structure employée pour la conversion de modes

1.3.2.1 Définition du facteur de confinement

Lorsqu'une onde s'étend dans plusieurs milieux, il est utile de calculer la proportion de puissance se propageant dans chacun d'eux. Dans notre cas, on s'intéresse à la portion d'énergie Γ_{mo} se propageant dans le milieu magnéto-optique. Cette grandeur est appelée facteur de confinement, ou facteur d'interaction, son expression est donnée en (IV.17) où S_{mo} est la surface transverse dans laquelle a lieu l'effet magnéto-optique et S_{tot} est la surface totale sur laquelle s'étend l'onde d'amplitude φ . Plusieurs exemples sont donnés sur la Figure IV.10 dans les cas d'un guide plan, d'un guide ruban et d'une structure hybride.

$$\Gamma = \frac{\iint_{S_{mo}} \varphi \varphi^* dx dy}{\iint_{S_{tot}} \varphi \varphi^* dx dy} \quad (IV.17)$$

Si l'on fait l'approximation d'un recouvrement important entre les champs TE et TM, ce qui est le cas en général dans les guides peu biréfringents comme ceux que nous voulons créer pour obtenir une conversion de mode efficace, l'expression (IV.11) du coefficient de couplage magnéto-optique entre les modes TE et TM peut être simplifiée pour devenir l'expression (IV.18) :

$$K \approx i\theta_F \frac{\iint_{S_{mo}} |\varphi_{TE}|^2 dx dy}{P_{TE}} = i\theta_F \Gamma \quad (IV.18)$$

Cette équation implique que dans le cas d'une interaction partielle entre une onde lumineuse et un milieu magnéto-optique, le facteur de confinement est appliqué à la conversion de mode et réduit son efficacité. De la même façon, ce coefficient s'applique aux pertes linéiques induites par chaque matériau et à la biréfringence intrinsèque des milieux.

Il existe différentes structures permettant de faire interagir la lumière avec un milieu : tant qu'une fraction de la puissance se propage dans le milieu, les effets s'appliquent à l'onde dans son ensemble. La Figure IV.10 montre trois exemples de profils transverses d'indice ainsi que le mode fondamental TE se propageant dans la structure à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Les couleurs représentent la répartition de champ électrique tandis que les traits décrivent le profil d'indice.

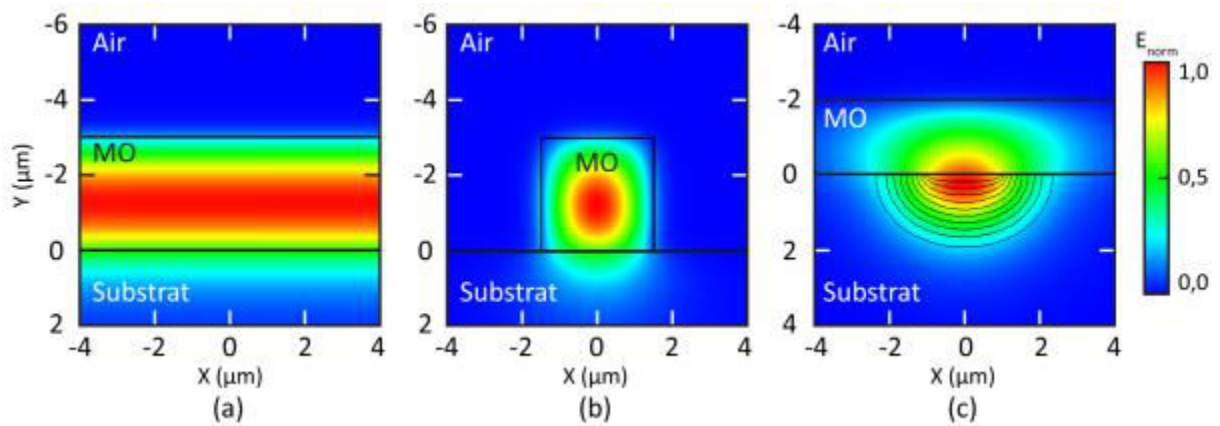


Figure IV.10 – Mode fondamental TE de différentes structures guidantes et répartition d'indice associées
(a) guide plan (b) guide ruban (c) structure hybride

La Figure IV.10 (a) représente un guide plan d'indice 1,55 et d'épaisseur $h = 3 \mu\text{m}$ sur un substrat d'indice 1,5066. Cette structure est équivalente à la propagation dans la couche magnéto-optique, le facteur de confinement vaut alors $\Gamma_{plan} = 95 \%$. La Figure IV.10 (b) représente un guide ruban carré d'indice 1,55 et de $3 \mu\text{m}$ de côté, similaire à une structure obtenue en gravant la couche magnéto-optique. Le facteur d'interaction vaut ici $\Gamma_{ruban} = 91 \%$. La dernière figure représente quant à elle l'interaction du mode fondamental TE d'un guide obtenu par échange d'ions Ag^+/Na^+ ($L = 2 \mu\text{m}$, $T = 330^\circ\text{C}$, $t = 4 \text{ min.}$) avec une couche d'indice 1,55 et de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ce type de profil d'indice est appelé structure hybride, l'interaction avec la couche magnéto-optique est alors de 52% .

Il est à noter que le facteur d'interaction impacte l'effet magnéto-optique et les pertes dues au matériau de façon similaire, les trois structures ci-dessus sont donc équivalentes en termes de facteur de mérite. La dernière configuration présente cependant l'avantage de propager la lumière dans un guide diffusé, c'est pourquoi elle est compatible avec les autres composants réalisés par échange d'ions sur verre. Pour cette raison, nous avons sélectionné ce mode d'interaction pour la réalisation de notre composant. Nous allons détailler son fonctionnement dans la partie suivante.

1.3.2.2 Mode d'interaction choisi : la structure hybride

L'étude des structures hybrides a démarré au laboratoire IMEP-LaHC en 1994 durant le doctorat de Jean-Emmanuel Broquin, elle a été poursuivie durant le DEA de Lionel Bastard puis la thèse de Florent Gardillou. Le projet de doctorat de ce dernier consistait à reporter un superstrat de verre actif dopé $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ sur un guide réalisé par échange d'ions afin de fabriquer un amplificateur hybride [58]. Il a démontré la faisabilité de ces structures et a obtenu un guide présentant un gain de $4,25 \text{ dB}$ pour

une distance de propagation de 1,16 cm et une puissance de pompe de 140 mW [98]. Le procédé de fabrication comprenait alors une étape critique de rodage du substrat rapporté que les travaux de thèse de Marco Casale ont permis d'éviter grâce à la création d'un guide plan dans celui-ci. Ce dernier a également créé un laser DFB hybride par cette technique. Le composant réalisé présente une puissance en sortie de 159 μ W pour une puissance de pompe de 339,4 mW [99]. Dans notre cas, le superstrat est la couche magnéto-optique. Elle n'est pas reportée par collage moléculaire mais déposée par la technique sol-gel décrite précédemment.

Les structures hybrides en optique intégrée sur verre offrent un paramètre supplémentaire au dimensionnement des composants à travers le facteur d'interaction. En effet, nous verrons qu'il est possible de faire varier Γ_{mo} entre quelques pourcents, dans le cas d'une interaction faible, et des valeurs proches de l'unité dans le cas où le mode se propage principalement dans le guide plan. Même dans ces cas, le confinement latéral du guide canal permet de maîtriser la direction de propagation de l'onde.

De plus, l'hybridation ouvre les portes à la co-intégration d'une grande variété de structures : en plus de toutes les fonctions non hybrides déjà compatibles avec cette technologie, on peut en effet imaginer le dépôt de différents superstrats sur un même substrat échangé, et ainsi allier des fonctions hybrides de façon monolithique.

Dans les premiers essais d'hybridation, la délimitation de la zone d'interaction entre le mode guidé et la couche était réalisée en gravant cette dernière après un procédé de photolithographie. Toutefois, cette méthode implique des pertes de couplage à l'entrée dans la zone d'interaction. C'est pourquoi nous avons choisi de mettre à profit le procédé d'enterrage différentiel décrit dans la partie 3.2.2 du chapitre II en enterrant les branches d'entrée et de sortie du composant, comme on peut le voir sur la Figure IV.11. Grâce à cette méthode, l'entrée en interaction peut être suffisamment lente pour être adiabatique. De plus, les branches d'entrée et de sortie présentent un excellent couplage avec les fibres optiques et de faibles pertes par propagation.

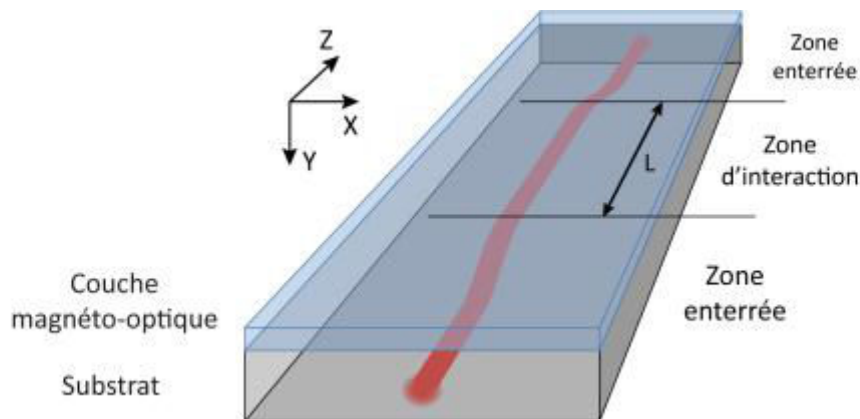


Figure IV.11 – Représentation schématique de la structure adoptée pour le rotateur Faraday intégré

1.3.2.3 Cahier des charges

En vue d'une intégration du composant dans un isolateur à rotation, nous avons fixé le cahier des charges suivant :

- Le guidage dans le rotateur devra être monomode sur la plage spectrale de travail pour garantir un fonctionnement optimal, mais aussi une bonne compatibilité avec les dispositifs de contrôle de polarisation co-intégrés.
- Le composant devra entraîner des pertes d'insertion minimales. Un soin particulier devra donc être apporté au couplage avec les fibres d'entrée et de sortie.
- Finalement, la caractéristique critique du composant est l'angle de rotation, qui doit être fixé à 45° pour que le composant prenne sa place au sein de l'isolateur décrit dans le paragraphe 4 du chapitre I. Ceci implique un rendement de conversion maximal R_M supérieur ou égal à 0,5, et donc une bonne maîtrise de la biréfringence modale dans la zone d'interaction décrite sur la Figure IV.11 ci-dessus.

2 Le rotateur Faraday hybride

Le composant hybride que nous avons réalisé comporte plusieurs facettes : l'aspect magnéto-optique, dont nous avons détaillé la théorie précédemment, l'aspect hybride, et les guides d'ondes d'interfaçage permettant la transition entre les guides enterrés et la structure magnéto-optique.

Dans cette partie, nous allons tout d'abord donner les détails du processus de fabrication du composant complet. Sans tenir compte des effets magnéto-optiques, nous l'étudierons ensuite sous l'angle de l'optique intégrée classique en analysant les conditions de fonctionnement du composant. Finalement, nous examinerons la partie hybride du composant en nous intéressant aux paramètres influant sur la rotation Faraday tels que le facteur de confinement dans la couche magnéto-optique et la biréfringence modale ainsi que les moyens technologiques de contrôle de ces paramètres.

2.1 Procédé de fabrication

Le procédé de fabrication du rotateur Faraday hybride est composé des trois étapes technologiques principales décrites sur la Figure IV.12, les deux premières sont réalisées au laboratoire IMEP-LaHC et la dernière au LT2C.

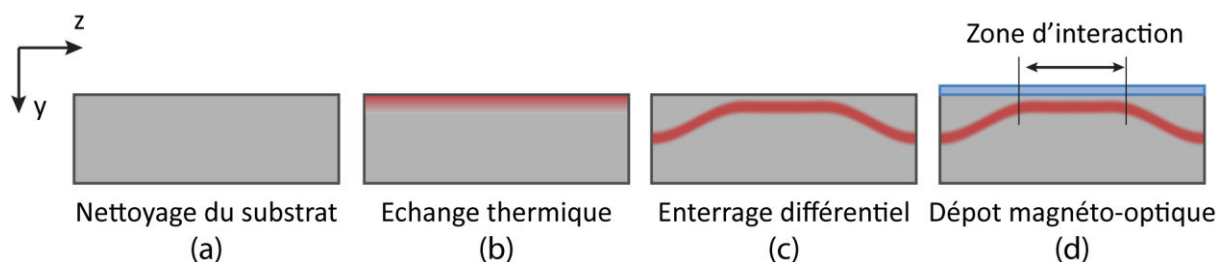


Figure IV.12 – Vue longitudinale des étapes du procédé de fabrication du rotateur Faraday

La fabrication démarre sur un substrat de verre GO14 vierge et propre (a). Une étape de lithographie sur un masque d'alumine définit la fenêtre de diffusion à travers laquelle nous réalisons un échange thermique (b). Les détails de cette étape sont donnés dans la partie 3.1 du chapitre II. Le guide ruban subit ensuite un enterrage différentiel (c) afin de définir une zone en surface possédant des guides d'accès enterrés. Grâce au procédé de masquage du champ électrique en face arrière décrit dans la section 3.2.2 du chapitre II, les transitions entre ces zones sont adiabatiques. Le substrat est alors découpé et ses facettes d'injection polies, sa longueur totale est notée L_{tot} . Finalement, une couche magnéto-optique est déposée sur le substrat en suivant le procédé de dip-coating décrit dans la partie 1.3.1.2 de ce chapitre. Une attention particulière doit être portée à cette étape pour ne pas endommager les facettes polies.

2.2 Conditions de fonctionnement

Une fois la fabrication terminée, notre composant est symétrique par rapport au plan $z = L_{tot}/2$. Si le superstrat guide la lumière à la longueur d'onde de travail, chaque demi-composant peut être analysé comme une jonction Y verticale. Comme représenté sur la Figure IV.13, l'un des guides de sortie est le guide enterré, l'autre étant le guide plan constitué par le superstrat.

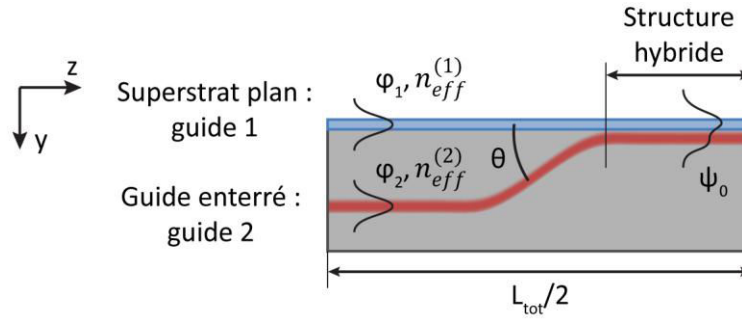


Figure IV.13 – La zone de transition entre structure hybride et guide enterré vue comme une jonction Y verticale

Les conditions de fonctionnement déterminées dans le chapitre III s'appliquent donc également ici : la jonction doit être adiabatique et il existe une condition de fonctionnement sur les indices effectifs $n_{eff}^{(i)}$. Nous explicitons ces deux conditions dans cette partie et discutons de la modicité de la zone hybride.

2.2.1 Adiabaticité de la jonction verticale

Nous rappelons dans l'équation (IV.19) le critère d'adiabaticité calculé par Burns et Milton [80] que nous avons étudié dans le chapitre III de ce document. Il définit l'angle de jonction en dessous duquel la jonction est adiabatique en fonction des indices effectifs des modes guidés $n_{eff}^{(k)}$, de leur moyenne $\overline{n_{eff}}$ et de l'indice de réfraction du substrat n_{sub} .

$$\theta < \frac{1}{0,43} \frac{|n_{eff}^{(1)} - n_{eff}^{(2)}|}{\sqrt{\overline{n_{eff}}^2 - n_{sub}^2}} \quad (IV.19)$$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, section 4.2, la simulation d'une carte de champ lors de l'enterrage sélectif montre que la zone de transition entre le guide enterré et le guide de surface présente une longueur d'environ 6 mm. Les procédés standards que nous allons utiliser pour l'enterrage différentiel du guide de surface permettent de faire descendre le guide d'ondes jusqu'à une profondeur de 20 μm environ. L'angle θ est donc de l'ordre de quelques milliradians, ce qui fixe l'écart minimal entre les indices effectifs des guides en compétition pour satisfaire l'équation (IV.19).

2.2.2 Condition de fonctionnement sur les indices effectifs

Nous avons vu dans la section 2.1 du chapitre III que dans une jonction Y adiabatique de type 1 vers 2, le mode fondamental ψ_0 du bras d'entrée est couplé sur celui du bras de sortie possédant l'indice effectif le plus élevé. Inversement, nous avons également conclu que lorsque la propagation a lieu dans le sens contraire, ce qui équivaut à la propagation dans le sens des z croissants sur la Figure IV.13, seul le mode fondamental φ_i possédant l'indice effectif le plus élevé se couple sur le mode ψ_0 . Par conséquent, on peut diviser l'analyse du composant en deux parties en fonction de la modicité de la zone hybride.

2.2.2.1 Zone hybride monomode

Dans le cas d'une zone hybride monomode, il est nécessaire que l'indice effectif du mode fondamental du guide enterré soit supérieur à celui du mode fondamental du guide plan. En effet, dans le cas contraire, la puissance ne sera pas propagée dans la structure hybride, mais sera rayonnée à la connexion des deux guides. Cette condition de fonctionnement peut être exprimée simplement par la relation (IV.20) :

$$n_{eff}^{(1)} < n_{eff}^{(2)} \quad (\text{IV.20})$$

Les masques de lithographie contenant plusieurs largeurs de guides, il existe sur chaque substrat des composants possédant le même superstrat, mais des guides enterrés d'indices effectifs variés. Plus le guide est large, plus son indice est élevé. Indépendamment de la rotation Faraday, il existe donc sur chaque substrat une largeur minimale en deçà de laquelle la lumière ne peut pas traverser le composant. Nous avons remarqué ce phénomène expérimentalement sur certains substrats, la largeur limite était alors de 3,5 μm .

2.2.2.2 Zone hybride multimode

Dans le cas multimode, le composant étant symétrique et la lumière provenant du guide enterré, elle se couple toujours en sortie dans le guide enterré. A titre d'exemple, limitons-nous au cas de la structure hybride bimode : si $n_{eff}^{(1)} < n_{eff}^{(2)}$, l'énergie se propage sur le mode fondamental de la zone hybride et redescend dans le guide enterré comme dans le cas où la zone hybride est monomode. Dans le cas contraire, si $n_{eff}^{(1)} > n_{eff}^{(2)}$, c'est le mode d'ordre 1 qui propage la lumière dans la zone hybride et elle est couplée en sortie sur le mode d'indice effectif le plus faible, à savoir le guide enterré.

En conclusion, il nous faut vérifier la condition d'adiabaticité sur l'angle de transition entre les guides de surface et les guides enterrés ainsi que la monomodicité des bras d'entrée. De plus, si la partie hybride est monomode, une condition sur les indices effectifs des modes des bras de sortie s'impose. Nous verrons dans la prochaine partie comment régler l'angle de rotation non réciproque dans notre composant.

2.3 Etude des paramètres de rotation Faraday dans la structure hybride

Comme le montre l'expression (IV.21), les paramètres permettant de garantir une conversion de mode non réciproque R_f équivalente à une rotation d'un angle fixé sont : la longueur d'interaction L_{mo} , la rotation spécifique θ_F , le facteur de confinement Γ_{mo} dans la couche magnéto-optique et la biréfringence modale Δn .

$$R_f = \frac{(\theta_F \Gamma_{mo})^2}{(\theta_F \Gamma_{mo})^2 + \left(\frac{k_0 \Delta n}{2}\right)^2} \sin^2 \left(L_{mo} \sqrt{(\theta_F \Gamma_{mo})^2 + \left(\frac{k_0 \Delta n}{2}\right)^2} \right) \quad (IV.21)$$

Le premier paramètre est contrôlé simplement par la largeur du masque en face arrière durant l'enterrage, et la maîtrise du second incombe au LT2C qui synthétise les sols et choisit le niveau de dopage en nanoparticules magnétiques. En revanche, les deux derniers paramètres, Δn et Γ_{mo} , relèvent de l'optique intégrée. Nous présentons les études menées pour leur contrôle dans les sections suivantes.

2.3.1 Comportement du facteur de confinement

Le facteur de confinement dans une partie de la structure guidante n'est pas une grandeur mesurable expérimentalement. En effet, comme nous l'avons expliqué dans la partie 4.1 du chapitre II, les objectifs de microscopes utilisés pour caractériser les profils de modes ont un pouvoir de résolution limité qui ne permet pas de mesure précise de la répartition du champ. Par conséquent, l'étude du facteur de confinement en fonction des paramètres de fabrication a été réalisée uniquement par simulation. Pour ce faire, nous utilisons le solveur de modes vectoriel présenté dans la partie 2.2 du chapitre II. Nos études sur le facteur de confinement sont présentées en mode TE, les mêmes démarches ont cependant été menées en mode TM pour des conclusions similaires.

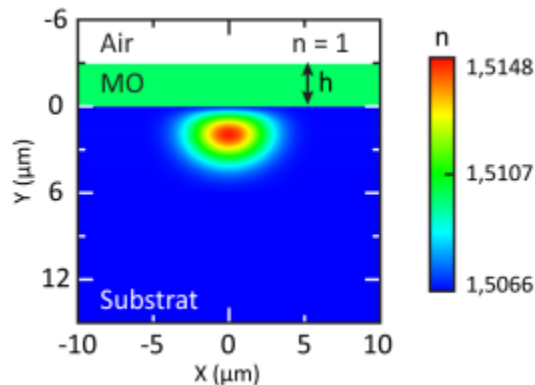


Figure IV.14 – Profil d'indice dans le cadre de cette étude

La Figure IV.14 représente la structure d'indice simulée pour ces études. La couche magnéto-optique a une épaisseur h et un indice de réfraction n_{mo} , elle est recouverte d'une couche d'air d'épaisseur suffisante pour que le champ simulé ne s'étende pas jusqu'en bord de fenêtre de simulation.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons les différentes études menées pour la maîtrise du facteur de confinement dans la couche magnéto-optique. Nous discutons d'abord des paramètres de la couche magnéto-optique, puis de la largeur de la fenêtre de diffusion pour l'échange d'ions. Nous exposons également l'influence du procédé de fabrication sur chaque paramètre.

2.3.1.1 Paramètres liés au superstrat

La lumière se propage préférentiellement dans les milieux présentant un indice de réfraction élevé. Ainsi, dans notre structure hybride, plus le matériau déposé possède un indice élevé, plus le mode est déporté vers le superstrat, modifiant de fait le facteur de confinement dans la zone magnéto-optique et la conversion magnéto-optique non réciproque.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe traitant de la fabrication des couches minces, l'épaisseur du matériau déposé par dip-coating est maîtrisée par l'intermédiaire de la vitesse de retrait de l'échantillon. Pour les dépôts de cette étude, les travaux de Fadi Choueikani ont montré une dépendance linéaire de l'épaisseur à la racine de la vitesse de tirage [100]. La gamme d'épaisseurs atteignables s'étend ainsi de quelques centaines de nanomètres pour une faible vitesse de retrait (1 cm/min) à quelques microns pour une vitesse de retrait élevée (8 cm/min).

L'indice de réfraction du matériau dépend quant à lui de deux facteurs prédominants : la température de recuit durant le traitement thermique de la Figure IV.7 et la concentration du sol en précurseurs métalliques [60]. En effet, le recuit densifie la couche par évaporation des solvants résiduels et augmente linéairement l'indice de réfraction avec la température. La nature et la composition des précurseurs métalliques font quant à eux varier l'indice via la composition du verre comme nous l'avons vu dans la section 3 du chapitre I. Les indices de réfraction ont été mesurés par ellipsométrie avec une précision de 10^{-3} , ils s'échelonnent entre 1,504 et 1,580. A très fort niveau de dopage ($> 20\%$), la concentration du sol en nanoparticules magnétiques influe également sur l'indice de réfraction [101]. Les couches minces utilisées pour nos composants ont un niveau de dopage faible ($< 2\%$), nous négligeons par conséquent cet effet.

Les paramètres de création du guide canal utilisé pour les simulations de cette partie sont donnés dans le Tableau IV.2, il s'agit de paramètres standards à l'IMEP-LaHC pour la création de guides enterrés. Le guide d'ondes a subi un échange thermique de 6 minutes à 330 °C à travers une fenêtre de diffusion de 2 μm , puis un enterrage d'une heure à 260 °C sous une tension de 500 V alors que le champ électrique était masqué en face arrière (voir chapitre II section 3.2.2).

	Durée du procédé	Température du bain	Tension appliquée	Largeur de fenêtre de diffusion	Concentration normalisée en ions Ag^+
Echange	6 minutes	330 °C	/	2 μm	1,0
Enterrage	1h	260 °C	16 V	/	0,0

Tableau IV.2 – Paramètres de création du guide d'ondes diffusé

Le calcul de la carte de champ électrique montre qu'il existe un champ résiduel sous le masque d'enterrage. Dans le cas d'une tension appliquée de 500 V, celle-ci est de 16 V environ. Nous avons donc pris en compte ce champ électrique lors de l'enterrage de notre guide. L'indice effectif des modes fondamentaux TE et TM du guide sans superstrat sont de $(1,5074 \pm 10^{-4})$ et $(1,5073 \pm 10^{-4})$, la biréfringence modale du guide seul est donc de l'ordre de $(1 \cdot 10^{-4} \pm 2 \cdot 10^{-4})$.

Les courbes de la Figure IV.15 représentent le facteur de confinement dans la couche magnéto-optique en fonction de son épaisseur pour différentes valeurs de l'indice de réfraction n_{mo} . On remarque en premier lieu que l'indice du matériau déposé influe grandement sur le facteur de confinement. Plus l'indice de la couche est élevé, plus le mode interagit avec elle. Il existe cependant une limite : si l'indice de réfraction du superstrat est inférieur à l'indice effectif n_{eff} du guide canal ($n_{eff} > n_{mo}$) comme c'est le cas de la courbe pour $n_{mo} = 1,50$ et de la Figure IV.15 (c), le mode reste confiné dans le canal et seule la partie évanescgente du champ interagit avec la couche magnéto-optique. Dans le cas contraire ($n_{eff} < n_{mo}$), on se trouve dans le cas de la Figure IV.15 (b) et les courbes tendent vers 100 % : plus la couche est épaisse, plus le mode est attiré dans le superstrat.

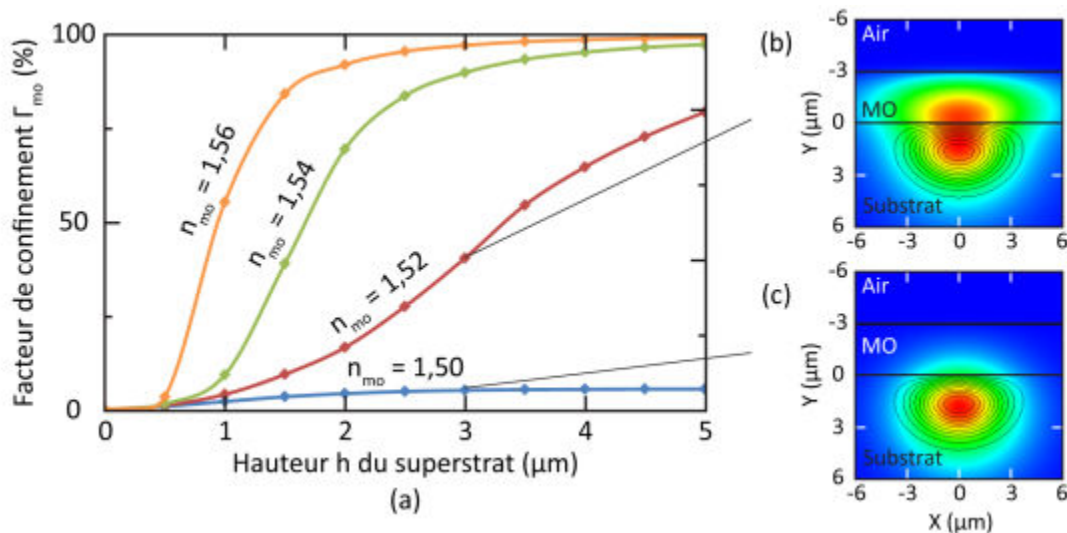


Figure IV.15 – (a) Facteur de confinement Γ_{mo} dans le superstrat en fonction de la hauteur h de la couche magnéto-optique pour différentes valeurs de son indice de réfraction n_{mo} et répartition du champ électrique dans la structure d'indice pour $h = 3 \mu\text{m}$ et $n_{mo} = 1,52$ (b) et $n_{mo} = 1,50$ (c)

Il est possible de comprendre ce phénomène en assimilant les modes hybrides à des modes couplés. En effet, l'analyse de l'équation de dispersion d'un guide plan démontrée dans le chapitre II (II.21) montre que l'indice effectif du mode fondamental d'un guide plan tend vers son indice de réfraction quand son épaisseur tend vers l'infini. Or la théorie des modes couplés présentée dans le chapitre III

montre que le mode fondamental d'une superstructure est porté par la branche d'indice effectif le plus élevé. Par conséquent, le mode fondamental de la structure hybride se déporte dans le guide plan lorsque son épaisseur augmente uniquement si l'indice de réfraction du matériau est supérieur à l'indice effectif du guide canal.

2.3.1.2 Largeur de la fenêtre de diffusion du guide initial

Nous avons vu dans la discussion du paragraphe précédent que l'indice effectif du guide canal a une grande influence sur le facteur d'interaction avec la couche magnéto-optique. Plusieurs paramètres expérimentaux influent sur cette valeur : la durée d'échange, la température du bain et la largeur de la fenêtre de diffusion. Afin de nous approcher au plus près des conditions expérimentales, nous faisons varier cette dernière pour nos simulations. En effet, les masques de lithographie utilisés contiennent systématiquement plusieurs largeurs de fenêtre, ce qui permet la production de guides d'indices effectifs différents en gardant les autres paramètres d'échange constants.

Nous conservons les paramètres de fabrication du guide d'ondes présentés dans le Tableau IV.2, hormis pour la largeur de la fenêtre de diffusion L . Nous choisissons une hauteur h de $2,5\ \mu\text{m}$ pour le superstrat magnéto-optique et traçons sur la Figure IV.16 le facteur d'interaction Γ_{mo} en fonction de la largeur du guide initial pour différentes valeurs de n_{mo} .

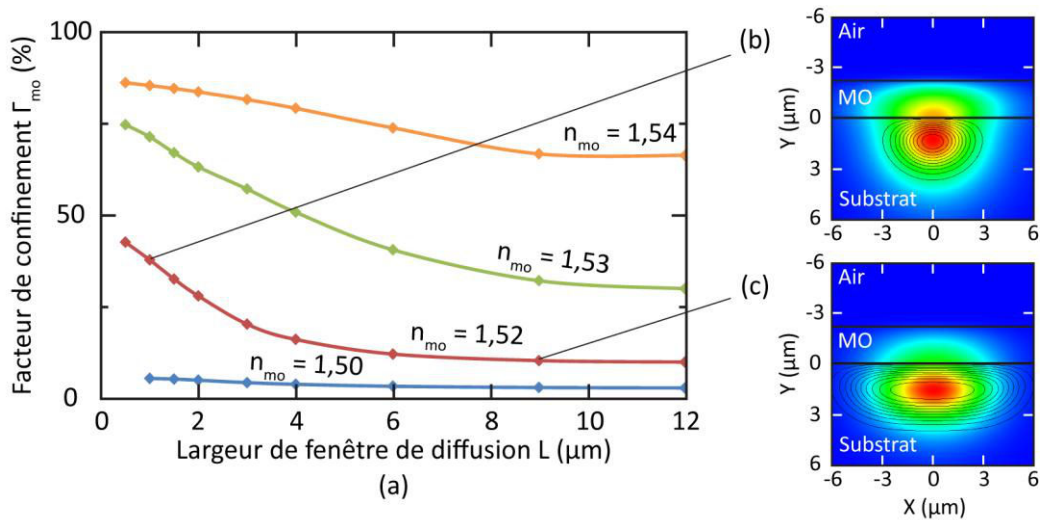


Figure IV.16 – (a) Facteur de confinement Γ_{mo} dans le superstrat en fonction de la largeur L de la fenêtre de diffusion pour différentes valeurs de l'indice de réfraction n_{mo} et répartition du champ électrique dans la structure d'indice pour $n_{mo} = 1,52\ \mu\text{m}$ et $L = 1\ \mu\text{m}$ (b) et $L = 9\ \mu\text{m}$ (c)

Ces courbes montrent que le facteur de confinement décroît avec la largeur de la fenêtre de diffusion initiale. Ceci est cohérent avec les résultats de la section précédente : l'indice effectif du mode fondamental du guide canal seul augmente avec la largeur de la fenêtre de diffusion tandis que celui du guide plan reste inchangé. Par conséquent, le mode fondamental de la structure descend dans le guide canal.

Dans la structure hybride, le facteur d'interaction avec le matériau magnéto-optique peut donc varier de quelques pourcents à l'unité en fonction des valeurs de l'indice de réfraction du superstrat et de son épaisseur, ou de l'indice effectif du guide canal. Nous maîtrisons ces valeurs via des paramètres technologiques contrôlés tels que la constitution de la couche magnéto-optique et sa vitesse de dépôt ou la largeur de la fenêtre de diffusion lors de la création du guide canal. Le second paramètre à analyser pour étudier la rotation Faraday dans la structure hybride est la biréfringence modale, nous allons approfondir ce paramètre dans la partie suivante.

2.3.2 Etude de la biréfringence

La biréfringence est une valeur clef à maîtriser pour la fabrication du rotateur Faraday. D'après l'équation (IV.12), le but est de la baisser afin d'obtenir un rendement de conversion maximal R_M élevé. Dans l'optique de fabriquer un rotateur à 45° , R_M doit être supérieur à 50 %, ce qui limite la valeur de la biréfringence à la valeur indiquée dans l'expression (IV.22) avec λ_0 la longueur d'onde de travail de $1,55 \mu\text{m}$, θ_F la rotation Faraday spécifique et Γ_{mo} le confinement dans la couche magnéto-optique.

$$\Delta n \leq \frac{\lambda_0 \theta_F \Gamma_{mo}}{\pi} \quad (\text{IV.22})$$

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre I, la biréfringence totale Δn a deux origines : la biréfringence de contraintes Δn_{cont} et la biréfringence géométrique $\Delta n_{géo}$.

$$\Delta n = \Delta n_{cont} + \Delta n_{géo} \quad (\text{IV.23})$$

Dans la structure hybride proposée, le guide canal et le superstrat contribuent à la biréfringence proportionnellement au facteur de confinement du mode dans chacun d'eux. Dans le cas de l'échange argent/sodium, nous considérons les contraintes induites par la substitution des ions comme négligeables [56]. A l'inverse, la couche magnéto-optique présente une biréfringence de contraintes qu'il est possible de mesurer par ellipsométrie. Sous réserve d'un traitement thermique à basse température, le traitement UV du superstrat magnéto-optique augmente sa souplesse et lui confère une biréfringence inférieure à 10^{-4} [60]. Bien que faible, cette valeur n'est pas négligeable. La contribution de la couche magnéto-optique à la biréfringence totale est donc à prendre en compte, en particulier lorsque le facteur de confinement dans la couche magnéto-optique Γ_{mo} est élevé.

Nous commençons par comparer la courbe de biréfringence modale de guides de surface avec celle de guides partiellement enterrés. Nous commentons ensuite les possibilités de conversion de mode dans la structure hybride complète.

2.3.2.1 Biréfringence modale d'un guide d'ondes

La Figure IV.17 montre l'évolution de la biréfringence mesurée dans des guides d'ondes ayant subi des procédés de fabrication différents. La première courbe correspond à des guides de surface ayant subi un échange de 4 minutes à 330 °C, suivi d'une légère rediffusion de 30 secondes à 330 °C dans un bain de nitrate de sodium pur. Le profil de concentration simulé résultant est illustré par l'image (a) pour une fenêtre de diffusion initiale de 2 μm .

La seconde courbe présente la biréfringence mesurée dans la zone masquée de guide d'ondes partiellement enterrés, tels ceux de la structure hybride avant dépôt de la couche magnéto-optique. L'échange initial a également duré 4 minutes à 330 °C, l'enterrage masqué a été réalisé sous une tension de 450 V durant 1h30 à la température de consigne de 260 °C. Comme précédemment, le profil de concentration simulé est représenté sur l'image (b) pour une fenêtre de diffusion de 2 μm .

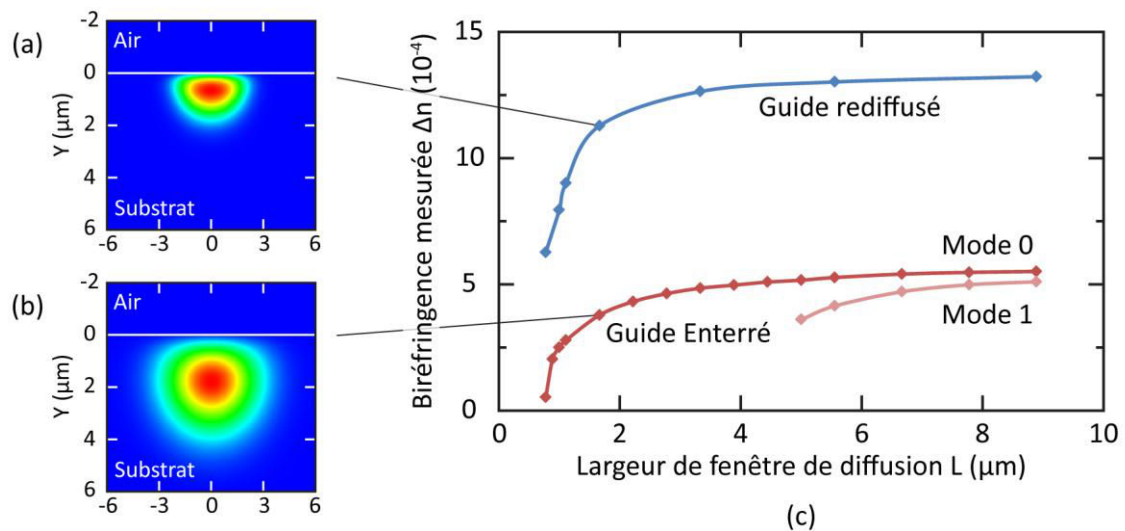


Figure IV.17 – Profils de concentration d'un guide rediffusé (a) et d'un guide enterré (b) et biréfringence mesurée dans chaque type de guide en fonction de la largeur de la fenêtre de diffusion

On remarque en premier lieu que la biréfringence modale croît dans les deux cas avec la largeur du guide d'ondes. En effet, l'élargissement de la fenêtre de diffusion augmente de fait l'asymétrie du guide, et par conséquent sa biréfringence géométrique.

On remarque également que le guide légèrement enterré est moins biréfringent que le guide de surface. En effet, l'interface air-verre participe à la dissymétrie du profil d'indice et contribue à la biréfringence géométrique : l'enterrage du guide d'ondes diminue donc l'effet de l'interface sur les modes guidés et réduit la biréfringence modale. D'après l'équation (IV.23), les guides légèrement enterrés sont donc mieux adaptés que les guides de surface à la conversion de polarisation, ce qui valide l'approche enterrée mise en œuvre dans cette étude.

Les guides d'ondes légèrement enterrés s'avèrent bimodes pour des largeurs de fenêtre de diffusion supérieures à 4,5 μm . La biréfringence du mode 1 a également été mesurée et tracée sur la Figure IV.17. Pour cela, on vérifie grâce à une caméra CCD que seul le mode 1 du guide d'ondes est excité

avant de réaliser la mesure de biréfringence. La courbe associée est également croissante avec la largeur du guide, mais présente un niveau de biréfringence légèrement inférieur, ce qui est cohérent avec les diagrammes de dispersion théoriques tracés dans sa section 1.2.1 du chapitre II.

2.3.2.2 Biréfringence modale dans une structure hybride

Lorsque le superstrat magnéto-optique est déposé, le saut d'indice à la surface est réduit. A l'instar du substrat, la matrice vitreuse de la couche magnéto-optique a en effet un indice de réfraction proche de 1,5. Aussi, le profil d'indice de réfraction est plus symétrique et la biréfringence des modes guidés dans la structure hybride est plus faible. La Figure IV.18 illustre ce phénomène par la mesure. Les courbes représentent la biréfringence mesurée sur des guides partiellement enterrés (4 minutes à 330 °C, puis 1h30 à 260 °C sous une tension de 300 V masquée) avant et après le dépôt de la couche magnéto-optique. Le superstrat a quant à lui une épaisseur de 4,2 μm et un indice de réfraction de $1,525 \pm 10^{-3}$, ces deux mesures ont été faites par ellipsométrie à une longueur d'onde de 1,55 μm .

Pour les guides nus, la méthode de perturbation locale présentée dans la partie 4.5 du chapitre II a pu être appliquée. En revanche, il s'avère que les guides de la structure hybride présentent des biréfringences trop faibles pour être mesurées par cette méthode car l'échantillon est trop court pour relever un battement complet. Par conséquent, nous avons mesuré le déphasage accumulé sur la longueur complète de l'échantillon et l'avons divisé par la longueur du guide pour obtenir la biréfringence modale. L'incertitude des mesures est alors de $\pm 10^{-6}$.

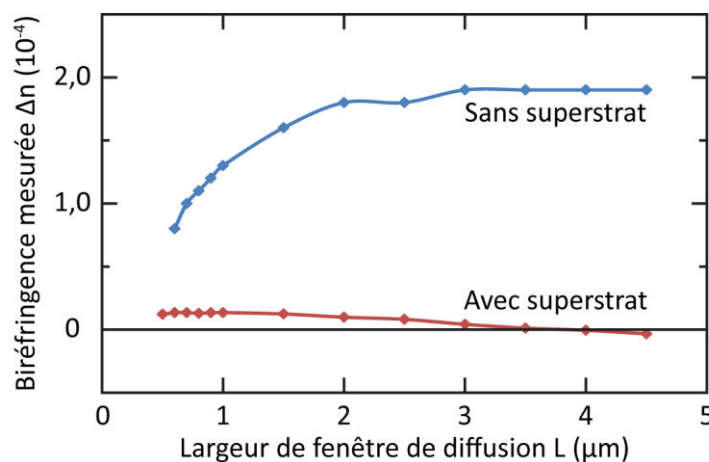


Figure IV.18 – Biréfringence mesurée en fonction de la largeur de la fenêtre de diffusion avant et après dépôt de la couche magnéto-optique

La biréfringence est fortement abaissée par le dépôt du superstrat puisqu'elle passe de quelques 10^{-4} à des valeurs inférieures à la précision de nos mesures pour des fenêtres de diffusion supérieures à 4 μm . Indépendamment, les guides légèrement enterrés comme la couche sol-gel ont une biréfringence de l'ordre de 10^{-4} , tandis que l'association formant la structure hybride possède une biréfringence de l'ordre de 10^{-6} . Cette propriété représente un avantage conséquent de notre approche hybride puisque nous cherchons à minimiser la biréfringence.

Contrairement au cas de guides nus, on remarque que la biréfringence modale des guides recouverts baisse avec la largeur de la fenêtre de diffusion L . Cet effet est dû à la diminution du taux de confinement dans le superstrat qui implique une baisse de sa contribution à la biréfringence totale. Pour une largeur L supérieure à $4\text{ }\mu\text{m}$, la biréfringence négative est le signe que l'indice du mode TM est supérieur à celui du mode TE. Cet effet peut être dû à la biréfringence géométrique si le champ électrique a conféré au guide une forme allongée verticale, ou à la biréfringence de contraintes du guide d'ondes considérée comme négligeable jusqu'ici.

La biréfringence modale mesurée est donc inférieure à $5 \cdot 10^{-6} \pm 10^{-6}$ pour les largeurs de fenêtre supérieures à $2\text{ }\mu\text{m}$, et atteint $0,0 \pm 10^{-6}$ dans le guide d'une largeur de $4,0\text{ }\mu\text{m}$. Pour une longueur d'onde λ_0 de $1,55\text{ }\mu\text{m}$, une valeur faible de rotation Faraday spécifique ($30\text{ }^\circ/\text{cm}$) et un facteur de confinement dans la couche magnéto-optique de 30% , ces biréfringences permettent un rendement de conversion maximal R_M supérieur à $70,6\%$. Cette valeur est supérieure à la valeur critique de 50% nécessaire à la fabrication d'un rotateur Faraday à 45° . Ces structures peuvent donc être utilisées pour la conversion de mode dans le cadre de l'intégration d'un isolateur optique à rotation.

La section suivante est consacrée à la caractérisation des composants fabriqués. Dans chaque étude, nous caractériserons principalement les guides de $2\text{ }\mu\text{m}$ et $4\text{ }\mu\text{m}$, celui-ci présentant l'optimum de biréfringence.

3 Résultats expérimentaux

Trois échantillons présentant des niveaux de dopage en nanoparticules ferromagnétiques différents ont été préparés pour cette étude suivant le procédé de fabrication décrit dans la section 2.1 de ce chapitre. L'échange thermique initial est identique pour les trois échantillons, il a duré 4 minutes à $330\text{ }^\circ\text{C}$ à travers un masque comprenant des séries d'ouvertures dont les largeurs varient de $0,5\text{ }\mu\text{m}$ à $5,0\text{ }\mu\text{m}$. L'enterrage sélectif a duré une heure et demi à $260\text{ }^\circ\text{C}$.

La zone de masquage du champ en face arrière est différente pour chaque niveau de dopage car ces échantillons ont initialement été fabriqués pour une étude de la biréfringence en fonction des paramètres d'enterrage. Les largeurs sont récapitulées dans le Tableau IV.3. Le courant d'enterrage est cependant gardé constant d'un échantillon à l'autre de façon à enterrer les guides d'ondes à la même profondeur.

Les propriétés des couches magnéto-optiques sont également indiquées. L'épaisseur et l'indice de réfraction de chaque couche ont été mesurés à $\lambda = 1,55\text{ }\mu\text{m}$ par ellipsométrie. La rotation spécifique a été déterminée à la même longueur d'onde sur le banc de mesure magnéto-optique présenté dans la section 4.4 du chapitre II.

	Largeur de la zone masquée durant l'enterrage	Epaisseur du superstrat	Indice du superstrat à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	Rotation spécifique à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$
Dopage faible	2,0 cm	4,2 μm	$1,525 \pm 10^{-3}$	36 °/cm
Dopage moyen	1,8 cm	3,4 μm	$1,525 \pm 10^{-3}$	60 °/cm
Dopage élevé	1,0 cm	2,6 μm	$1,525 \pm 10^{-3}$	420 °/cm

Tableau IV.3 – Propriétés des couches magnéto-optiques des trois échantillons

Dans les paragraphes à venir, nous présentons les résultats des mesures effectuées sur ces échantillons. Dans un premier temps, nous commentons les mesures de rotation, nous analysons ensuite la dépendance de la rotation à la longueur d'onde et finissons par analyser le résultat des mesures de pertes.

3.1 Mesures de la rotation Faraday

La mesure de rotation Faraday est réalisée sur le banc décrit dans la partie 4.5 du chapitre II. Le champ magnétique \vec{B} est appliqué grâce à un empilement d'aimants permanents de taille fixe placé au-dessus de la zone d'interaction avec le superstrat magnéto-optique. La longueur sur laquelle a lieu la conversion de mode dépend donc du nombre d'aimants empilés, ce qui permet de faire varier cette longueur pour chaque composant.

Le Tableau IV.4 recense les rotations maximales mesurées dans chacun des trois échantillons de cette étude avec les largeurs des aimants utilisés pour chaque mesure. Le tableau contient également les biréfringences des structures hybrides sur lequel les mesures ont été effectuées et les rendements de conversion maximaux théoriques qui en découlent (calculés avec $\Gamma_{mo} = 1$). Les différences de biréfringences entre les guides présentés sont liées à la différence de largeur du masque en face arrière durant l'enterrage.

Il est à noter que la taille de l'aimant a été choisie arbitrairement pour les échantillons à dopage faible et élevé, c'est pourquoi la rotation mesurée ne correspond pas au rendement de conversion maximal. En revanche, l'échantillon à dopage moyen possédant la biréfringence la plus faible, une étude plus approfondie lui a été dédiée. En effet, une biréfringence de $1,7 \cdot 10^{-5}$ permet un rendement de conversion maximal proche de l'unité et une rotation Faraday proportionnelle à la longueur d'interaction. Nous avons donc augmenté la taille de l'aimant jusqu'à recouvrir complètement la zone d'interaction et avons alors mesuré un angle de rotation de 10 °.

	Rotation maximale mesurée	Biréfringence mesurée sur le guide hybride	Rendement maximal théorique R_m	Largeur de l'aimant utilisé
Dopage faible	1,6 °	$2,6 \cdot 10^{-5}$	58,7 %	3 mm
Dopage moyen	10 °	$1,7 \cdot 10^{-5}$	90,2 %	1,9 cm
Dopage élevé	50 °	$2,7 \cdot 10^{-4}$	64,2 %	6 mm

Tableau IV.4 – Rotation maximale mesurée dans chaque échantillon

L'échantillon présentant le niveau de dopage le plus important exhibe un angle de rotation Faraday maximal de 50 °, supérieur à l'angle de 45 ° requis pour la fabrication d'un isolateur optique. Ceci implique que le taux de conversion maximal sur ce guide est supérieur à 50 %, il est donc possible d'obtenir la rotation de 45 ° souhaitée dans cette structure moyennant une diminution de la longueur d'interaction ou de l'intensité du champ magnétique. Ces résultats prouvent la faisabilité d'un rotateur Faraday à 45 ° dans notre structure hybride.

Il est à noter que la biréfringence du guide sur lequel la rotation de 50 ° a été mesurée est supérieure d'un ordre de grandeur à celle des deux autres guides étudiés. Une amélioration conséquente des performances en rotation du composant est donc envisageable en utilisant des guides moins biréfringents.

3.2 Dépendance à la longueur d'onde

Nous avons identifié trois sources de variation de la rotation Faraday θ en fonction de la longueur d'onde. Le facteur de confinement Γ_{mo} et la biréfringence modale sont les deux premières. Tous deux varient à cause de la dispersion chromatique des matériaux et du déconfinement du mode guidé lorsque la longueur d'onde augmente. La dernière est la rotation spécifique des nanoparticules qui dépend également de la longueur d'onde, comme cela est illustré sur la Figure IV.5.

Afin d'estimer cette dépendance, nous avons remplacé la diode laser du banc de mesure par une source laser Tunics monochromatique ($\Delta\lambda = 0,4$ nm) et accordable en longueur d'onde sur la plage [1,5 μm ; 1,65 μm]. Les pertes d'insertion étant trop élevées pour réaliser une mesure sur l'échantillon à dopage fort, nous avons caractérisé l'échantillon à dopage moyen.

Sans modifier la taille de l'aimant utilisé pour la manipulation (3 mm), nous faisons varier la longueur d'onde entre 1,50 μm et 1,60 μm , et mesurons la conversion de mode obtenue. Sur la Figure IV.19 sont tracées en couleurs foncées les courbes de rotation Faraday θ pour des guides de largeurs de fenêtres de diffusion L de 2,0 μm et 4,0 μm .

On constate une dépendance de la rotation à la longueur d'onde de travail : sur la bande spectrale étudiée, la mesure varie de + 19,5 % dans le cas du guide de 4,0 μm , et de + 17,7 % dans le cas du guide de 2,0 μm .

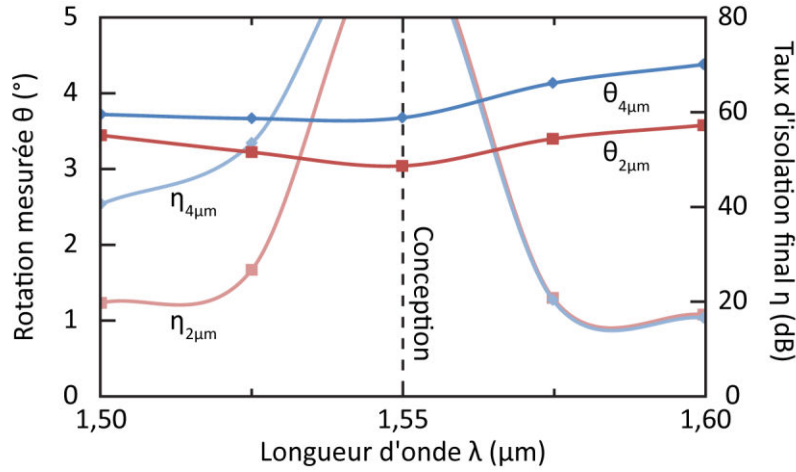


Figure IV.19 – Rotation Faraday mesurée dans l'échantillon à dopage moyen en fonction de la longueur d'ondes λ et taux d'isolation théorique entraîné sur l'isolateur final

Si l'on rapporte ces pourcentages à un angle total de rotation de 45° à la longueur d'onde de conception $\lambda_c = 1,55 \mu\text{m}$, cette dépendance entraîne des variations de $+8,8^\circ$ et $+8,0^\circ$ au maximum. Si l'on fait l'approximation que les autres composants constitutifs de l'isolateur sont idéaux, il est possible d'estimer à partir de ces courbes le taux d'isolation η théorique du composant final. Pour ce faire, on applique l'équation (IV.24).

$$\eta = 10 \log_{10}(\tan^2 \theta) \quad (\text{IV.24})$$

Les lignes reliant les points de calcul du taux d'isolation facilitent la lecture mais n'ont pas de signification physique. Le pic visible à $\lambda_c = 1,55 \mu\text{m}$ provient de la normalisation des courbes pour une rotation de 45° à la longueur d'onde de conception, et donc une isolation idéale à cette longueur d'onde. Il est possible à partir de cette estimation de définir $\Delta\lambda_{20\text{dB}}$, la bande passante théorique à 20 dB de l'isolateur. Dans le cas du composant avec une largeur de fenêtre de diffusion L de $2,0 \mu\text{m}$, la bande passante théorique est légèrement supérieure à 75 nm. Celle du composant de largeur $L = 4,0 \mu\text{m}$ n'est pas entièrement contenue dans la plage spectrale étudiée.

On peut conclure de cette étude que la dépendance à la longueur d'onde de la rotation Faraday est suffisamment faible pour permettre à l'isolateur intégré un fonctionnement large-bande.

3.3 Mesures de pertes

Les mesures de pertes ont été réalisées en suivant la procédure à quatre mesures décrite dans la section 4.4 du chapitre II. Cette méthode permet de déterminer les pertes d'insertion du composant et de distinguer leurs origines par résolution d'un système d'équations. On différencie ainsi les pertes de couplage, des pertes de Fresnel et des pertes linéiques.

Comme dans la partie précédente, les mesures sont réalisées sur l'échantillon à dopage moyen. Le Tableau IV.5 contient les résultats de l'analyse des pertes sur les guides caractérisés dans la section précédente.

		Pertes de couplage	Pertes de Fresnel calculées	Pertes de propagation totales	Pertes d'insertion	Pertes linéiques estimées dans la zone hybride
2,0 μm	Mode TE	$7,1 \pm 0,4$ dB	0,35 dB	$7,8 \pm 0,4$ dB	$22,0 \pm 0,4$ dB	$5,4 \pm 0,4$ dB/cm
	Mode TM	$6,8 \pm 0,4$ dB	0,35 dB	$7,2 \pm 0,4$ dB	$20,8 \pm 0,4$ dB	$4,8 \pm 0,4$ dB/cm
4,0 μm	Mode TE	$1,0 \pm 0,4$ dB	0,35 dB	$5,9 \pm 0,4$ dB	$7,9 \pm 0,4$ dB	$3,5 \pm 0,4$ dB/cm
	Mode TM	$1,1 \pm 0,4$ dB	0,35 dB	$5,4 \pm 0,4$ dB	$7,6 \pm 0,4$ dB	$3,0 \pm 0,4$ dB/cm

Tableau IV.5 – Détail des pertes mesurées dans deux rotateurs Faraday de l'échantillon à dopage moyen

On remarque une grande différence de pertes de couplage entre les deux composants. Celle-ci est causée par un éclat sur l'une des arêtes de l'échantillon au niveau de l'entrée du guide de 2,0 μm , probablement due à un choc durant son transport. Comme il est délicat de polir les facettes de l'échantillon une fois la couche magnéto-optique déposée, nous n'avons pas pu améliorer les pertes de couplage de ce composant. Cependant, les pertes de couplage du guide de 4,0 μm sont relativement faibles et comparables à celles trouvées dans la littérature pour les guides enterrés [6].

Dans le cas du rotateur Faraday, les pertes de propagation totales se divisent en deux parties puisque le guide comporte une section en surface et une section enterrée. Ne disposant ni de guides similaires complètement enterrés, ni de guides uniquement hybrides, il n'est pas possible de différencier ces pertes. Cependant, si nous supposons que les pertes dans la zone enterrée sont comparables à celles trouvées dans la littérature pour ce type de guide, c'est-à-dire environ 0,5 dB/cm [39], il est possible d'estimer les pertes linéiques dans la zone hybride. Les résultats de cette estimation sont donnés dans la colonne de droite du Tableau IV.5 pour une longueur d'interaction de 1 cm. La différence de pertes linéiques entre les deux guides est attribuée à la différence entre les facteurs de confinement dans la couche magnéto-optique prévue par les simulations représentées sur la Figure IV.16.

Il en va de même pour la différence entre les deux modes de polarisation : dans notre cas, les valeurs en mode TE et en mode TM sont les mêmes aux incertitudes près, mais le facteur de confinement peut différer d'une polarisation à l'autre, ce qui entraîne des pertes linéiques différentes. On appelle cet effet le dichroïsme linéaire, il limite les performances du composant car il réduit l'angle de rotation atteignable.

On remarque la différence de pertes linéiques entre la zone enterrée et la zone hybride sur la Figure IV.20, on voit en effet un trait lumineux dû à la diffusion dans la zone d'interaction avec le superstrat, et non dans la zone enterrée.

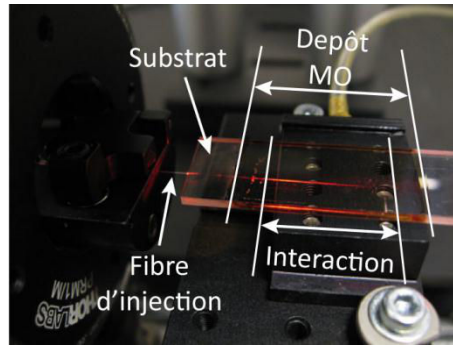


Figure IV.20 – Alignement à la longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$ pour la mesure de pertes

Nous avons mesuré une rotation de 10° dans le guide de $2,0 \mu\text{m}$ sur cet échantillon. Le facteur de mérite magnéto-optique des nanoparticules étant environ de $2,0^\circ/\text{dB}$, les pertes théoriques engendrées par la rotation sont de l'ordre de $5,0 \text{ dB}$ dans ce guide. Les pertes mesurées sont donc comparables aux pertes théoriques.

Les pertes en configuration guidée sont en accord avec la transmittance de la couche magnéto-optique mesurée en espace libre. On peut donc conclure de cette étude que le dépôt par dip-coating du superstrat n'entraîne pas de pertes linéiques additionnelles. Cette propriété provient de l'aspect amorphe des matériaux qui ne peuvent par conséquent pas présenter de désaccord de maille. Elle valide le procédé de dépôt développé et laisse envisager des dopages avec des nanoparticules différentes pour des applications variées.

Perspectives

Nous avons démontré la possibilité de réaliser un rotateur Faraday à 45° dans notre configuration hybride. Cependant, des optimisations restent à apporter au composant, notamment au niveau des pertes d'insertion. Pour ce faire, la première piste à suivre est l'utilisation de guides à biréfringence très faible et l'optimisation du niveau de dopage sur ces composants.

Une seconde piste est la vérification de l'adiabaticité des jonctions Y verticales d'entrée et sortie dans la structure hybride. En effet, nous n'avons pas pu vérifier que l'intégralité du signal redescend dans le guide canal après la zone d'interaction avec la structure hybride. Il est possible qu'une partie de l'énergie reste confinée dans la couche magnéto-optique. La vérification de l'adiabaticité de la jonction demande une campagne de mesures de pertes dans les guides d'ondes similaires aux différentes parties du composant analysé : guide enterré et structure hybride. De cette façon, nous pourrions soustraire les pertes linéiques et les pertes de couplage aux pertes d'insertion de façon à ne conserver que les pertes de fonction. Dans le cas où les jonctions ne seraient pas adiabatiques, il faudrait réviser le procédé d'enterrage du guide d'ondes de façon à diminuer l'angle de jonction. On peut pour cela envisager l'utilisation d'un masque d'enterrage à densité variable en face arrière, de façon à moduler l'amplitude du champ électrique [102].

Une autre piste de diminution des pertes du composant est l'utilisation d'autres particules magnéto-optiques. Les nanoparticules de YIG par exemple présentent un facteur de mérite supérieur à celui des particules de ferrite de cobalt. Elles présentent en effet une rotation spécifique et une transmittance élevée dans l'infrarouge.

La recherche du maximum de rotation magnéto-optique a pour l'instant été réalisée au cas par cas dans chaque guide en faisant varier la longueur de la zone de conversion. Dans le but d'intégrer le rotateur de façon monolithique, il est nécessaire de reporter un aimant permanent sur l'échantillon. L'accent devra alors être mis sur la maîtrise de la rotation linéique afin de déterminer la longueur d'interaction nécessaire avec le substrat. Il en va de même si le choix de développement est porté sur le champ magnétique rémanent de la couche magnéto-optique illustré dans la partie 1.3.1.2 de ce chapitre.

Conclusion

Nous avons démontré dans ce chapitre la faisabilité d'un rotateur Faraday à 45° dans un guide d'ondes créé par échange d'ions sur verre. Pour ce faire, nous avons d'abord développé la théorie magnéto-optique expliquant l'effet Faraday par l'intervention de termes hors-diagonaux dans la matrice de permittivité du milieu. Nous avons ensuite résumé l'état actuel de la recherche dans le domaine des rotateurs non réciproques et avons présenté la configuration adoptée pour notre composant. Il s'agit d'un guide d'ondes à enterrage différentiel sur lequel est déposé un substrat magnéto-optique. La partie en surface du guide d'ondes constitue alors une structure hybride dans laquelle a lieu la rotation non réciproque et dont la longueur est contrôlable, les parties enterrées sont alors des guides d'accès.

Dans la seconde partie, nous avons déterminé le procédé à suivre pour la fabrication de notre composant. Nous avons analysé le rotateur complet en le séparant sous la forme de deux jonctions Y verticales tête-bêche afin de déterminer ses conditions de fonctionnement. Finalement, nous avons étudié les paramètres influençant l'angle de rotation Faraday dans notre configuration tels que la biréfringence modale et le facteur de confinement dans la couche magnéto-optique. Nous avons conclu de cette étude la faisabilité d'un rotateur non réciproque à 45° dans notre structure.

La troisième et dernière partie de ce chapitre contient les résultats expérimentaux obtenus sur le rotateur Faraday, à savoir les mesures de l'angle de rotation sur plusieurs échantillons ainsi que l'analyse de son évolution en fonction de la longueur d'onde. Nous avons observé une conversion de mode supérieure à 50 % dans l'un de nos dispositifs, prouvant ainsi la faisabilité de l'intégration d'un rotateur Faraday à 45° sur verre. Pour les longueurs d'ondes situées entre $1,50\ \mu\text{m}$ et $1,60\ \mu\text{m}$, nous avons constaté une variation de l'angle de rotation inférieure à 20 %. Dans le cadre de l'intégration d'un isolateur à rotation, ces variations laissent envisager une bande passante à 20 dB de l'isolateur

complet supérieure à 75 nm. Finalement, les mesures de pertes d'insertion ont prouvé que des améliorations peuvent encore être apportées à notre composant.

La co-intégration du rotateur Faraday avec les autres éléments de l'isolateur optique à rotation demandera beaucoup de travail technologique. Nous présenterons les pistes de cette intégration dans le dernier chapitre de ce document, de même que les études menées dans le but de fabriquer un rotateur de polarisation réciproque à 45 ° en optique intégrée sur verre.

Chapitre V. Perspectives du projet

Sommaire

Introduction	139
1 Le rotateur réciproque intégré	140
1.1 Définition et performances recherchées	140
1.2 Etat de l'art	140
1.3 Le rotateur à évolution de mode en optique intégrée sur verre	144
1.4 Simulations du procédé d'enterrage	147
2 Intégration monolithique de l'isolateur	148
2.1 Finalisation différentes fonctions	149
2.2 Co-intégration des différents éléments de l'isolateur	149
Conclusion.....	151

Introduction

Dans les chapitres trois et quatre de ce document, nous avons présenté nos travaux sur deux éléments constitutifs de l'isolateur intégré présenté dans le chapitre I : le séparateur de polarisation, pour lequel nous avons obtenu un taux de séparation supérieur à 30 dB sur une bande passante supérieure à 70 nm, et le rotateur Faraday à 45 °, dont nous avons démontré la faisabilité en optique intégrée sur verre.

Dans notre configuration, le troisième et dernier élément de l'isolateur est le rotateur de polarisation réciproque. Nous introduisons ce composant dans la première partie de ce chapitre et présentons les travaux préliminaires que nous avons réalisés sur ce sujet. Finalement, nous nous intéressons aux perspectives de co-intégration des trois éléments pour une isolation indépendante de la polarisation.

1 Le rotateur réciproque intégré

1.1 Définition et performances recherchées

Un rotateur de polarisation réciproque est un élément capable de faire tourner d'un angle θ la polarisation de la lumière le traversant, quel que soit son sens de propagation. Cette réciprocité est illustrée sur la Figure V.1, sans présupposer du principe de fonctionnement du dispositif.

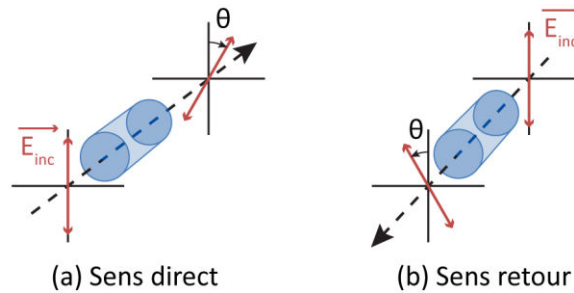


Figure V.1 – Rotation réciproque d'un angle θ (a) sens direct (b) sens retour

Dans le contexte de notre étude, nous voulons fabriquer un rotateur de polarisation passif fonctionnant à la longueur d'ondes $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ avec un angle θ de 45° . L'empreinte du composant ainsi que les pertes engendrées par cette rotation doivent être minimales. Nous cherchons également à maximiser la bande passante du rotateur et à le rendre compatible avec les autres composants de l'isolateur optique.

1.2 Etat de l'art

Il existe deux catégories principales de rotateurs de polarisation passifs : les rotateurs à couplage modal et les rotateurs à évolution de mode. Nous présentons ces deux familles de composants dans les sections à venir avant de désigner celle qui paraît la plus adaptée à nos besoins.

1.2.1 Rotateurs à couplage modal

Comme leur nom l'indique, le principe de fonctionnement de ces composants est basé sur le couplage entre les deux modes de polarisation d'une structure. En cela, ce type de dispositifs se rapproche du rotateur Faraday présenté dans le chapitre IV : la conversion de mode est équivalente en sortie du composant à une rotation de l'état initial de polarisation. Les principales difficultés d'intégration de ce type de composant résident dans le contrôle précis de la quantité d'énergie couplée d'un mode de polarisation sur l'autre, et dans la maîtrise du déphasage entre ces deux modes.

Les rotateurs à couplage modal cités dans la littérature se distinguent les uns des autres par leur manière d'induire le couplage entre les deux modes de polarisation. Le premier rotateur intégré a été réalisé par Shani et al. [103]. Il s'agit de guides d'ondes rubans sur lesquels sont déposés périodiquement des tronçons asymétriques d'un matériau, comme on peut le voir sur la Figure V.2 (a).

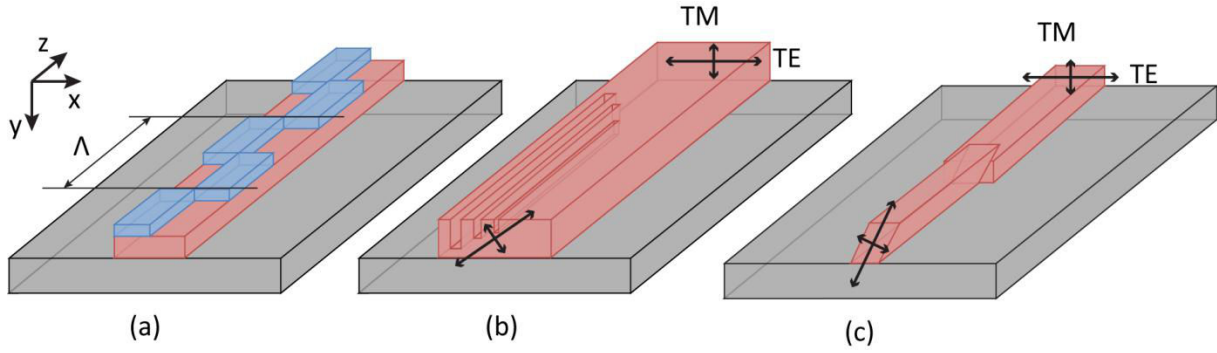


Figure V.2 – Différentes configurations de rotateurs réciproques à couplage modal

Dans chaque section, les axes propres du guide d'ondes sont inclinés d'un angle θ_i , de sorte qu'à chaque interface, un couplage se crée entre les deux modes de propagation. La période Λ du motif est choisie égale à $\lambda_0/\Delta n$, de sorte que les modes TE et TM soient en phase à chaque interface pour que les rotations successives s'additionnent. De cette façon, en fixant un nombre de sections égal à θ/θ_i , on obtient la rotation désirée.

Des rotateurs basés sur ce même principe ont été fabriqués par la suite en modifiant la forme des sections [104][105], pour finalement réduire la taille du composant au maximum en fixant directement $\theta_i = \theta$ [106][107]. Différentes méthodes ont également été implémentées pour fixer l'angle θ_i , le principe étant toujours d'incliner les axes propres du guide sur une section de longueur fixée de façon à induire un couplage à l'interface entre les sections, puis un déphasage progressif entre les modes de polarisation. Pour ce faire, certains auteurs ont creusé des micro-tranchées asymétriques dans les guides d'ondes d'arséniure de gallium par gravure ionique réactive (RIE), comme représenté sur la Figure V.2 (b) [108][109][110]. D'autres ont directement gravé des guides à section transversale oblique par RIE en utilisant un porte-substrat incliné, comme sur la Figure V.2(c) [111]. En optique intégrée sur verre, Lang et al. ont quant à eux utilisé les contraintes induites par un échange sodium/potassium asymétrique pour incliner les axes de polarisation [112][113].

Une approche résolument différente a été abordée par Van Dam et al., qui ont généré le couplage intermodal par des virages ultra-courts dans des guides d'InAsGaP sur substrats d'InP [114]. En effet, un virage avec un faible rayon de courbure perturbe les conditions de guidage de la lumière et permet un couplage de l'énergie vers les modes rayonnés, ou comme c'est le cas ici, vers un autre mode de propagation. Une conversion de 45 % a été atteinte pour un rayon de courbure de 100 μm et un angle de virage de 40 °.

Ces composants étant basés sur le couplage modal, ils sont intrinsèquement dépendants de la longueur d'onde et présentent une grande sensibilité aux paramètres de fabrication. En effet, le couplage nécessite le respect de la condition d'accord de phase entre les modes, et la quantité d'énergie couplée sur chaque mode de polarisation doit être précisément réglée pour atteindre l'angle voulu.

1.2.2 Rotateurs à évolution de mode

Une seconde approche a été imaginée pour éviter les inconvénients du couplage modal : les rotateurs à évolution de mode. Le principe de fonctionnement est similaire à celui d'une fibre à maintien de polarisation dont les axes principaux sont tournés au cours de la propagation. Comme représenté sur la Figure V.3, ces composants utilisent la chiralité géométrique pour faire tourner les axes de polarisation du guide d'ondes.

Outre l'aspect technologique pour la réalisation d'un tel dispositif, la principale difficulté lors de la conception de ces structures est l'inhibition du couplage intermodal pouvant avoir lieu lors de la rotation. En effet, à l'inverse des composants à couplage modal, on cherche ici à rendre le composant adiabatique en limitant le transfert d'énergie d'un mode sur l'autre. Puisqu'il est essentiellement basé sur la géométrie du guide d'onde, le comportement de ces composants n'est que très peu chromatique.

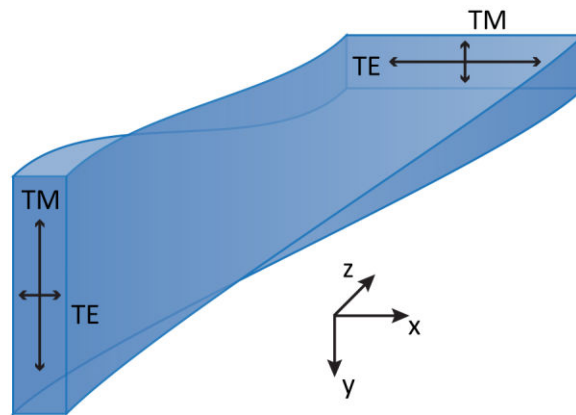


Figure V.3 – Rotation de la polarisation de 90° dans un guide d'ondes exploitant la chiralité

Deux dispositifs de ce type ont été démontrés jusqu'à aujourd'hui [115][116]. La structure des composants fabriqués est schématisée sur la Figure V.4. Elle consiste en un guide d'ondes rectangulaire vertical en deux parties dont la moitié supérieure se rétracte et disparaît sur un côté tandis que la moitié inférieure s'élargit. Il en résulte une évolution lente et adiabatique de la position des axes propres, et donc une rotation de la polarisation d'entrée. Le composant présentant les meilleures performances a été réalisé sur silicium et présente une longueur de $40\ \mu\text{m}$. Il entraîne un angle de rotation de $87,1^\circ$ pour des pertes d'insertion de 1,0 dB.

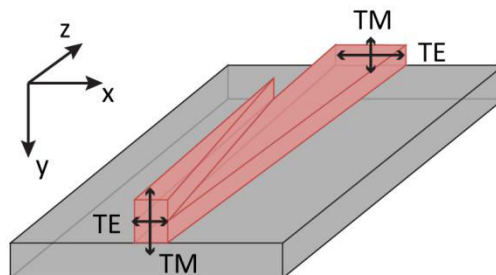


Figure V.4 – Structure permettant la rotation à évolution de mode en technologie gravée d'après [116]

Dans les deux publications, la rotation visée est de 90° , ce qui autorise l'utilisation de guides à axes de polarisation standards en sortie du composant. Une rotation d'un angle différent requiert de conserver les axes inclinés et donc de fabriquer un guide d'ondes présentant les axes voulus jusqu'à la sortie du composant.

On remarque que la structure de la Figure V.4 est une adaptation adiabatique de la configuration à couplage modal de la Figure V.2 (a). En réalité, toutes les idées développées pour tourner les axes propres des rotateurs à couplage modal peuvent également être utilisées pour les rotateurs à évolution de mode si un procédé technologique permettant une transition adiabatique est imaginé.

1.2.3 Choix de la structure

Nous résumons dans le Tableau V.1 les principaux rotateurs réciproques intégrés existants, ainsi que la plateforme technologique utilisée, la longueur du composant, l'angle de rotation obtenu, les pertes générées et la longueur d'onde de travail. La plupart de ces composants ont pour but une conversion complète du mode TE vers le mode TM, c'est-à-dire une rotation de 90° . Dans certains cas cependant, les auteurs visaient une rotation de 45° [107][114] ; l'angle est alors souligné dans le tableau.

	Méthode	Matériau	Angle de rotation	Longueur du composant	Pertes en excès	Longueur d'onde	Réf.
Couplage modal	Tronçons asymétrique	InP	81°	3,7 mm	3 dB	$1,50 \mu\text{m}$	[103]
	Tronçons asymétrique	InP	<u>45°</u>	0,8 mm	3 dB	$1,55 \mu\text{m} - 1,56 \mu\text{m}$	[104]
	Tronçons asymétrique	AsGa	$86,4^\circ$	2,4 mm	3 dB	$1,55 \mu\text{m}$	[107]
	Micro-tranchées	InP	$86,4^\circ$	$1,5 \mu\text{m}$	3 dB	$1,30 \mu\text{m}$	[108]
	Micro-tranchées	AsGa	$86,4^\circ$	$280 \mu\text{m}$	3,5 dB	930 nm	[109]
	Micro-tranchée	InP	$< 76,5^\circ$	$210 \mu\text{m}$	1,38 dB	$1,50 \mu\text{m} - 1,58 \mu\text{m}^*$	[110]
	Guide incliné	AsGa	72°	$20 \mu\text{m}$?	867 nm	[111]
	Contraintes K^+/Na^+	Verre	$89,1^\circ$	18 mm	0,4 dB	$1,3 \mu\text{m}$	[112]
	Contraintes	LiNbO_3	$79,5^\circ$	6,7 mm	0,7 dB	632 nm - 638 nm	[113]
	Virages ultra-courts	InP	<u>45°</u>	$760 \mu\text{m}$	2,1 dB	$1,51 \mu\text{m}$	[114]
Evolution de mode	Cf. Figure V.4	SiO_2	$89,1^\circ$	$200 \mu\text{m}$?	$1,51 \mu\text{m} - 1,61 \mu\text{m}^*$	[115]
	Cf. Figure V.4	Si	$87,1^\circ$	$40 \mu\text{m}$	1 dB	$1,53 \mu\text{m} - 1,57 \mu\text{m}^*$	[116]

Tableau V.1 – Etat de l'art des rotateurs réciproques

On remarque que la longueur des composants fabriqués dépend fortement de la technologie et des matériaux utilisés. Il existe en effet un facteur 10^4 entre les dispositifs les plus longs et les plus courts. Les deux rotateurs à évolution de mode présentés sont de taille moyenne, avec des longueurs respectives de $200\ \mu\text{m}$ et $40\ \mu\text{m}$.

Les bandes passantes annotées d'un astérisque dans le tableau ci-dessus sont limitées par la largeur spectrale de la source utilisée pour la caractérisation. Comme nous l'attendions, les rotateurs à évolution de mode sont caractérisés par un aspect large-bande. Pour cette raison, nous nous intéresserons aux possibilités de fabrication d'un tel rotateur en optique intégrée sur verre dans les sections suivantes.

1.3 Le rotateur à évolution de mode en optique intégrée sur verre

Cette section est consacrée aux études préliminaires réalisées pour l'intégration sur verre d'un rotateur à évolution de mode. Dans une première partie, nous nous intéressons à la théorie électromagnétique des rotateurs à évolution de mode pour déterminer un critère d'adiabaticité de ce type de composants. Nous présentons ensuite l'idée que nous avons développée pour générer la précession adiabatique du guide autour de l'axe de propagation de la lumière.

1.3.1 Théorie

Le calcul développé dans cette section dérive de la théorie publiée par Snyder et Love en 1983 [117]. Nous considérons le cas d'un guide d'ondes monomode supportant les deux polarisations que nous notons par la suite m et n . Par souci de simplicité, nous supposons que la lumière est injectée uniquement sur le mode m à l'entrée du composant.

La théorie des modes couplés permet d'écrire la variation d'amplitude du mode n due au transfert d'énergie depuis le mode m sous la forme de l'équation différentielle (V.1). Dans cette expression, φ_k décrit l'amplitude et la phase du mode k , $n_{eff}^{(k)}$ son indice effectif que l'on considère constant au cours de la propagation, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ et C_p est le coefficient de couplage entre les deux modes de polarisation.

$$\frac{d\varphi_n(z)}{dz} - jk_0 n_{eff}^{(n)} \varphi_n(z) = C_p(z) \varphi_m(z) \quad (\text{V.1})$$

Puisque le mode n n'est initialement pas excité, la résolution de l'équation (V.1) permet d'écrire l'amplitude du mode n sous la forme (V.2).

$$\varphi_n(z) = \varphi_m(0) e^{-jk_0 n_{eff}^{(n)} z} \int_0^z C_p(z') e^{jk_0 \Delta n z'} dz' \quad (\text{V.2})$$

L'expression du coefficient de couplage C_p est donnée en (V.3) où \vec{e}_k et \vec{h}_k sont les champs électrique et magnétique normalisés du mode k et \vec{u}_z un vecteur unitaire suivant l'axe Oz [117].

$$C_p(z) = \frac{1}{4} \iint_{-\infty}^{+\infty} \left(\vec{h}_m \wedge \frac{\partial \vec{e}_n}{\partial z} - \vec{e}_m \wedge \frac{\partial \vec{h}_n}{\partial z} \right) \cdot \vec{u}_z dx dy \quad (V.3)$$

Dans l'approximation de faible guidage, les expressions normalisées des différents champs sont données par les équations (V.4) dans lesquelles ψ est la solution fondamentale de l'équation d'onde scalaire, $\mathbb{Z} = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ est l'impédance caractéristique du milieu et les vecteurs \vec{u}_x et \vec{u}_y sont colinéaires aux axes principaux du guide d'ondes au long de la propagation.

$$\begin{cases} \vec{e}_m = \sqrt{\mathbb{Z}} \psi \vec{u}_x \\ \vec{h}_m = \frac{1}{\mathbb{Z}} \vec{u}_z \wedge \vec{e}_m \end{cases}, \quad \begin{cases} \vec{e}_n = \sqrt{\mathbb{Z}} \psi \vec{u}_y \\ \vec{h}_n = \frac{1}{\mathbb{Z}} \vec{u}_z \wedge \vec{e}_n \end{cases} \quad (V.4)$$

Les axes propres du guide d'ondes considéré forment un angle θ avec les axes du substrat et tournent autour de l'axe de propagation avec un taux de précession τ constant, de sorte que $\theta(z) = \tau z$. Les vecteurs \vec{u}_x , \vec{u}_y et \vec{u}_z s'expriment donc dans le repère fixe $(\vec{u}_{x0}; \vec{u}_{y0}; \vec{u}_{z0})$ défini par le substrat sous la forme :

$$\begin{cases} \vec{u}_x = \cos \theta \vec{u}_{x0} + \sin \theta \vec{u}_{y0} \\ \vec{u}_y = -\sin \theta \vec{u}_{x0} + \cos \theta \vec{u}_{y0} \\ \vec{u}_z = \vec{u}_{z0} \end{cases} \quad (V.5)$$

Les expressions (V.4) et (V.5) permettent de réécrire le coefficient de couplage C_p sous la forme (V.6).

$$C_p = \tau \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi^2 dx dy = \tau \quad (V.6)$$

On peut alors calculer l'intégrale de l'équation (V.2) et écrire la puissance P_n propagée par le mode n après propagation sur une distance z :

$$P_n(z) = 2|\varphi_m(0)|^2 \left| \frac{\tau}{k_0 \Delta n} \right|^2 (1 - \cos(k_0 \Delta n z)) \quad (V.7)$$

On conclut de cette expression la condition d'adiabaticité des composants à évolution de modes :

$$\tau \ll k_0 \Delta n \quad (V.8)$$

En d'autres termes, si le taux de précession des axes propres autour de l'axe de propagation est suffisamment petit devant la biréfringence du guide, aucun couplage n'a lieu entre les modes de propagation et l'état de polarisation de la lumière tourne avec le guide d'onde. Il s'agit donc ici de maximiser la biréfringence modale pour limiter le couplage et les dimensions du composant.

A la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et si le guide présente une biréfringence modale Δn de 10^{-3} , un taux de précession τ de $23^\circ/\text{cm}$ garantit un couplage provoqué par la rotation inférieur à 20 dB. Dans ces conditions, une rotation de la polarisation de 45° requiert une longueur du composant d'environ 2 cm.

1.3.2 L'inclinaison des axes propres d'un guide échangé

L'ensemble des techniques de micro-fabrication actuelles permet d'imaginer de multiples façons de générer un guide possédant des axes propres inclinés. Il est possible par exemple de générer des profils de concentration obliques et éloignés de la surface de l'échantillon, ou de créer des contraintes inhomogènes. La méthode que nous avons choisi d'étudier est basée sur l'enterrage d'un guide de surface grâce à un champ présentant une inhomogénéité transverse.

Le champ électrique utilisé dans le chapitre IV pour limiter la zone d'interaction avec le superstrat présente une inhomogénéité longitudinale, de sorte que le guide d'ondes résultant est enterré plus profondément sur certaines portions que sur d'autres. L'irrégularité du champ a été générée par application d'un masque perpendiculaire au guide durant l'enterrage. Il s'agit ici de réaliser un procédé similaire en générant une inhomogénéité transverse du champ électrique. Pour ce faire, le masque doit être apposé parallèlement au guide d'ondes plutôt que perpendiculairement.

Cette méthode de fabrication a l'avantage d'exploiter l'expertise du laboratoire en matière d'enterrage tout en générant de nouvelles compétences dans la maîtrise des lignes de champ, c'est pourquoi un brevet a été déposé sur la structure du rotateur et sur le procédé de fabrication associé [118].

La Figure V.5 montre la carte de potentiel normalisé dans le substrat lors d'un enterrage différentiel. Si le masque est appliqué en face arrière, les guides en face avant ne percevront que de faibles variations du champ électrique. A titre d'exemple, dans la configuration longitudinale avec le masque en face arrière, la zone de transition entre le guide enterré et le guide de surface a une longueur de 6 mm environ et les plus grandes profondeurs atteintes sont de 50 μm [6]. L'angle maximum atteint est de 0,5 ° environ, il est donc impossible d'obtenir un angle de 45 ° avec un masque en face arrière.

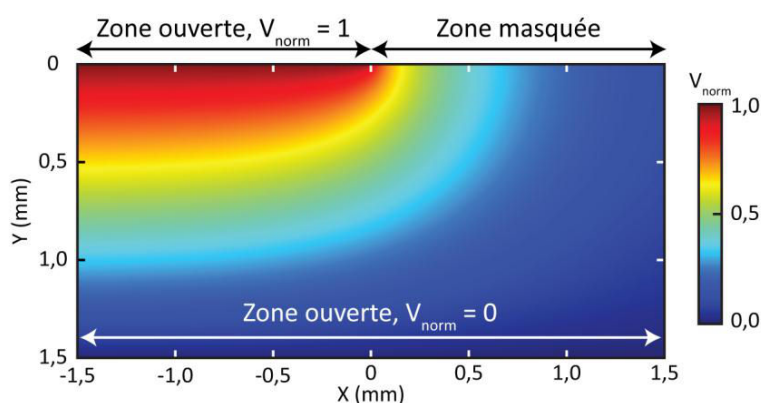


Figure V.5 – Simulation du profil de potentiel dans le substrat lors d'un enterrage différentiel

En revanche, on remarque que le champ électrique présente de grandes variations aux abords du masque. Si celui-ci est apposé en face avant, parallèlement au guide et suffisamment proche de ce dernier, le guide percevra de grandes variations de champ électrique et l'enterrage sera inhomogène sur sa largeur. En contrôlant cette inhomogénéité, il est possible d'enterrer un guide de façon à obtenir un angle de 45 °.

L'application de cette méthode pour la fabrication d'un rotateur de polarisation est constituée de deux parties : la première est l'étude des paramètres permettant l'obtention de l'angle de rotation voulu, la seconde est l'étude de l'adiabaticité du composant. Selon la théorie développée dans la partie précédente, l'adiabaticité du composant dépend de la biréfringence du guide d'ondes et de la vitesse de précession de ses axes propres. Celle-ci peut être contrôlée en faisant varier progressivement la distance D entre le guide et le bord du masque. En effet, lorsqu'ils sont suffisamment éloignés, le champ électrique appliqué ne subit plus les effets du bord du masque. Il est donc possible de faire tourner les axes du guide progressivement en utilisant une étape de lithographie pour graver le masque déposé en face avant sous la forme indiquée sur la Figure V.6.

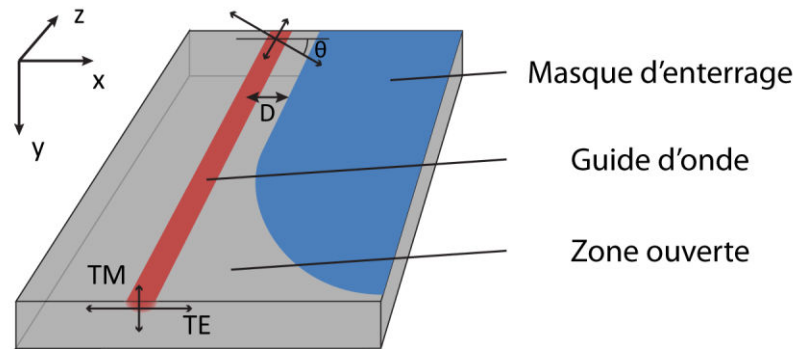


Figure V.6 – Forme du masque d'enterrage à utiliser afin d'obtenir l'adiabaticité du rotateur réciproque

1.4 Simulations du procédé d'enterrage

Les simulations de l'enterrage non uniforme sont réalisées grâce au logiciel présenté dans la partie 2.1 du chapitre II avec la carte de potentiel de la Figure V.5. On choisit pour ces simulations préliminaires d'utiliser un guide d'ondes initial relativement large de façon à obtenir une biréfringence géométrique élevée en fin de procédé. L'échange initial a duré 4 minutes à une température de 330 °C à travers une fenêtre de diffusion d'une largeur L de 5 μm .

Quatre paramètres sont à étudier pour le procédé d'enterrage. Tout d'abord, la température doit être faible afin d'éviter une rediffusion excessive des ions argent. Comme pour l'enterrage sélectif du chapitre IV, nous fixons une température de 260 °C. La durée d'enterrage est limitée par la rediffusion du guide. A cette température, il est préférable qu'elle reste inférieure à une heure afin de conserver un profil de concentration allongé. La tension est quant à elle limitée par la valeur maximale que peut supporter le verre, soit environ 1 kV. Finalement, le paramètre clef du procédé est la distance D entre le guide et le bord du masque, elle permet de contrôler l'inhomogénéité du champ électrique, et donc le rapport de vitesse d'enterrage entre les extrémités du guide d'ondes.

Le champ électrique dans le substrat étant proportionnel à la tension appliquée, le contrôle de cette tension permet uniquement d'accélérer ou de ralentir le procédé d'enterrage. Une fois la distance D fixée, il s'agit donc de trouver le couple tension/durée permettant d'incliner les axes de l'angle voulu.

Les deux images de la Figure V.7 sont des profils de concentrations en ions argent obtenus en simulant le procédé d'enterrage défini ci-dessus. Les lignes indiquent les iso-potentiels de la carte utilisée pour l'enterrage et sont espacées de 2 V. L'enterrage de la Figure V.7 (a) a été simulé à 260 °C sous une tension de 200 V. Il a duré 10 minutes et le centre du guide initial était à 4 μm du bord du masque. L'enterrage de la Figure V.7 (b) a duré 20 minutes sous une tension de 200 V. Dans ce cas, la distance D était de 5 μm et la température de 260 °C.

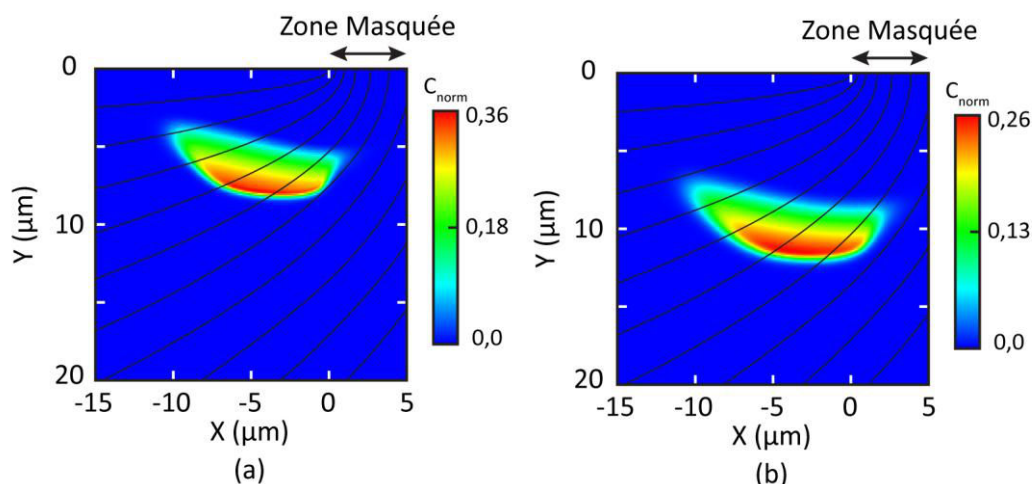


Figure V.7 – Profils de concentration obtenus par le procédé d'enterrage différentiel transverse
(a) $D = 4 \mu\text{m}$, 10 minutes sous 200 V (b) $D = 5 \mu\text{m}$, 20 minutes sous 200 V

On remarque que les profils de concentration sont bien inclinés. Sur la figure (a), l'angle d'inclinaison approximatif est de 25 °, celui de la figure (b) est de 15 °. Une simulation électromagnétique de la structure est nécessaire pour déterminer les angles d'inclinaison des axes propres en raison de la proximité de la surface. Ces résultats de simulation sont cependant encourageants car ils prouvent la possibilité de faire tourner un profil d'indice grâce au procédé que nous avons développé.

Elodie Jordan, doctorante au laboratoire, poursuit le projet d'isolation à l'IMEP-LaHC et la collaboration avec le laboratoire LT2C pour notamment perfectionner les travaux sur le rotateur Faraday. Dans la partie suivante, nous donnons des pistes pour la co-intégration des différents éléments de l'isolateur optique.

2 Intégration monolithique de l'isolateur

Au cours des précédents chapitres de ce document, nous avons décrit les procédés de réalisation des trois composants constitutifs d'un isolateur optique à rotation : le séparateur de polarisation, le rotateur Faraday et le rotateur de polarisation réciproque. Dans cette dernière partie, nous posons les jalons de l'intégration monolithique de ces éléments et présentons le procédé technologique de la fabrication finale de l'isolateur optique.

2.1 Finalisation des différentes fonctions

Les performances du séparateur de polarisation ayant atteint les objectifs fixés dans le cahier des charges, les efforts doivent se porter sur les deux rotateurs de polarisation.

Pour le rotateur Faraday, ces optimisations portent essentiellement sur la diminution des pertes d'insertion : il s'agit de fixer un niveau de dopage et une longueur d'interaction précis permettant la rotation non réciproque de 45° . Par la suite, l'intégration d'un aimant permanent ou l'utilisation du champ rémanent de la couche magnéto-optique pourront être envisagés.

Pour le rotateur passif, le concept présenté dans la première partie de ce chapitre reste à valider par une réalisation expérimentale.

2.2 Co-intégration des différents éléments de l'isolateur

2.2.1 Connexion des éléments par fibres optiques

Une fois les trois composants réalisés et optimisés, il sera possible de réaliser un premier démonstrateur en connectant leurs guides d'entrée et de sortie par des fibres optiques afin de prouver le fonctionnement du dispositif complet. Il sera donc possible de tester et de caractériser l'isolateur avant son intégration monolithique. Cependant, puisque cette technique génère des pertes de couplage entre chaque élément, elle ne permet pas d'estimer les pertes d'insertion finales du dispositif.

2.2.2 Intégration du rotateur Faraday et du rotateur réciproque sur un même substrat

Les deux premiers éléments à intégrer sur un même substrat seront le rotateur Faraday et le rotateur réciproque. Le but de cette manipulation sera de vérifier qu'il est possible de réaliser ces deux dispositifs au cours d'un même enterrage sous champ puisqu'aucun ne supporterait un second enterrage sans voir son fonctionnement altéré. Le rotateur Faraday nécessite un masquage en face arrière perpendiculaire au guide tandis que le rotateur réciproque demande un masquage en face avant parallèle à ce dernier. Les masques sont représentés sur la Figure V.8. Si les deux composants sont suffisamment éloignés, les procédés n'influenceront pas l'un sur l'autre. Il reste à déterminer si les fenêtres technologiques des deux enterrages sont compatibles.

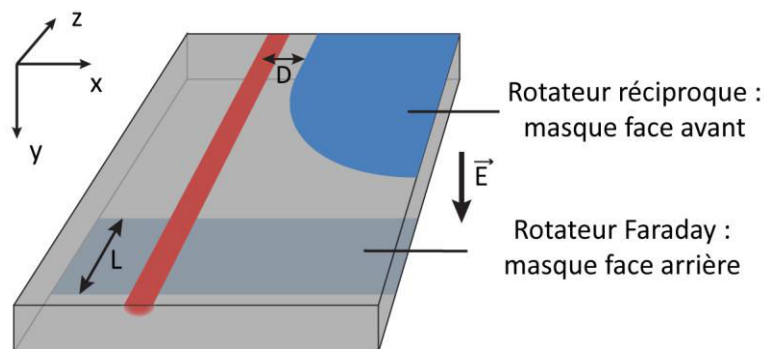


Figure V.8 – Position des masques d'enterrage pour la création des deux rotateurs en une étape

De plus, cette expérience permettra de caractériser les rotations engendrées dans chaque sens de propagation par l'ensemble des deux composants. L'utilisation de polariseurs de volume à l'entrée et à la sortie du substrat permettra de simuler l'isolateur complet dans chaque mode de polarisation.

2.2.3 Intégration de l'isolateur en mode TE uniquement

Avant d'intégrer le séparateur de polarisation pour finaliser l'isolateur indépendant de la polarisation, il sera plus simple d'en fabriquer une version fonctionnant uniquement en mode TE : le filtre de polarisation étudié dans le chapitre III remplaçant alors le séparateur de polarisation. Celui-ci est un simple guide d'ondes réalisé en une unique étape d'échange thermique, sa création n'engendre que très peu de rediffusion des guides présents sur le substrat.

Le procédé de fabrication de cet isolateur pourra être le suivant :

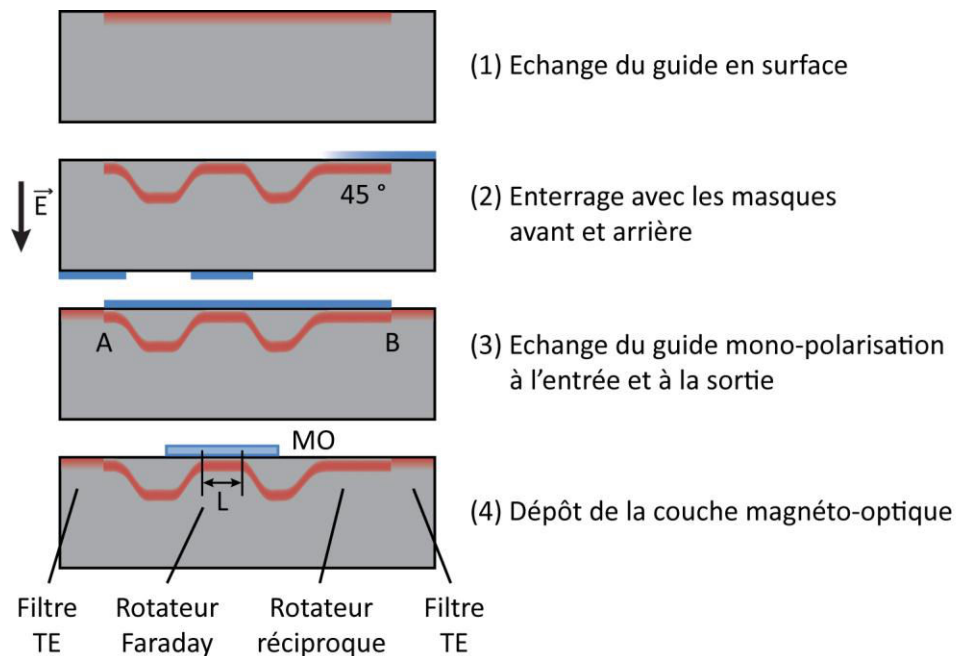


Figure V.9 – Etapes de fabrication d'un isolateur en mode TE

L'étape (1) est l'échange du guide qui constituera les deux rotateurs de polarisation. Il est possible qu'un épanouisseur soit nécessaire si la largeur du guide initial n'est pas identique pour les deux composants. L'étape (2) est l'enterrage des guides avec les deux masques spécifiques : l'un en face avant et l'autre en face arrière. La forme des masques et les différents paramètres de l'enterrage auront été déterminés et optimisés à l'étape 2.2.2 du projet. L'étape (3) est la création des filtres TE constituant l'entrée et la sortie du composant. La connexion au point A sur la Figure V.9 entraînera des pertes, mais l'extrémité du rotateur Faraday est suffisamment proche de la surface pour que le couplage se fasse. Au point B en revanche, la profondeur du guide aux axes inclinés devra être étudiée pour que la connexion avec le guide de sortie soit possible. Finalement, l'étape (4) est le dépôt de la couche magnéto-optique.

2.2.4 Intégration monolithique de l'isolateur indépendant de la polarisation

L'intégration de l'isolateur indépendant de la polarisation présenté dans le chapitre I ne nécessitera pas forcément d'étape supplémentaire. Lors du premier échange, les deux rotateurs du bras TE seront échangés, de même que l'intégralité du bras TM. En effet, la branche TM du séparateur peut être créée durant le même échange, puis rediffusée au cours de l'enterrage si le champ électrique est masqué. Le dimensionnement et la position du masque en face avant durant cette étape sera critique, puisque celui-ci devra être aligné de façon à créer les deux rotateurs réciproques à 45° en une étape.

Si ce travail est mené à bien, nous aurons fabriqué le premier isolateur intégré indépendant de la polarisation. Au vu des diaphonies obtenues pour le séparateur de polarisation, les caractéristiques de l'isolateur dépendront essentiellement des angles de rotation des deux rotateurs.

Conclusion

Dans ce chapitre de perspectives, nous avons présenté l'étude que nous avons menée en vue d'intégrer un rotateur de polarisation réciproque à 45° . Nous avons déterminé un procédé de fabrication pour un tel composant à évolution de mode, celui-ci est basé sur l'enterrage d'un guide d'ondes à l'aide d'un champ électrique non uniforme. Dans le cadre du procédé développé, cette non-uniformité est générée par la proximité d'un masque d'enterrage en face avant. Nous avons également réalisé une série de simulations qui ont montré la faisabilité d'un rotateur réciproque par notre procédé.

Dans une seconde partie, nous avons posé les jalons de l'intégration monolithique de l'isolateur indépendant de la polarisation que nous avons présenté dans le chapitre I. Celle-ci demandera des efforts technologiques conséquents, elle requiert la réalisation du rotateur réciproque et le perfectionnement du rotateur Faraday avant de s'intéresser à la co-intégration progressive de l'isolateur.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce document nos travaux concernant l'intégration d'un isolateur optique large-bande fonctionnant sur la bande de télécommunication C+L. Celui-ci est constitué de trois éléments de contrôle de la polarisation : un séparateur de polarisation, un rotateur Faraday à 45° et un rotateur réciproque, à 45° également.

Le premier chapitre a été consacré à l'isolateur optique dans son ensemble. Nous avons tout d'abord présenté l'application principale de ces composants, la stabilisation des sources laser, et les difficultés rencontrées pour leur intégration. Dans une seconde partie, nous avons dressé l'état de l'art des isolateurs intégrés grâce auquel nous avons sélectionné le mode de réalisation qui nous paraissait le plus adapté à nos besoins : l'isolateur à rotation. En effet, cette configuration présente l'avantage d'offrir une large bande passante de fonctionnement pour des performances équivalentes à leurs homologues à déphasage. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons présenté l'optique intégrée et la technologie de l'échange ionique Ag^+/Na^+ utilisée pour la réalisation des composants.

Nous avons dédié le chapitre II à la description des outils et méthodes utilisés pour la réalisation des trois sous-composants de l'isolateur. La théorie de l'optique intégrée sur verre a été abordée dans la première partie avec les lois d'inter-diffusion ionique dans le verre et la théorie électromagnétique de Maxwell appliquée à ces milieux. Nous avons mis ces principes en pratique dans la seconde partie du chapitre en décrivant les logiciels de simulation employés pour la conception des dispositifs : simulation de la diffusion, des modes guidés et de la propagation dans les guides d'onde. Dans la troisième partie, les procédés de fabrication de nos composants tels que l'échange thermique et l'enterrage sous champ ont été décrits. Finalement, nous avons présenté les manipulations menées pour la caractérisation des fonctions ainsi que les bancs de mesure associés.

Le chapitre III a été consacré au premier élément de l'isolateur à rotation : le séparateur de polarisation. Une étude bibliographique nous a permis d'opter pour une configuration à évolution de mode sous la forme d'une jonction Y asymétrique. Après avoir développé la théorie sous-jacente à ces composants, nous avons décrit les différentes étapes de la conception du dispositif ainsi que son procédé de fabrication. Le composant présente des diaphonies TE et TM supérieures à $(31,1 \pm 0,4)$ dB et $(32,7 \pm 0,4)$ dB sur une bande passante dépassant 70 nm. Les valeurs optimales de $(33,6 \pm 0,4)$ dB et $(37,2 \pm 0,4)$ dB ont été mesurées pour $\lambda = 1,54 \mu\text{m}$, plaçant ce composant à l'état l'art des séparateurs de polarisation. A cette longueur d'onde, les pertes d'insertion du composant complet sont de $(6,0 \pm 0,4)$ dB et $(5,5 \pm 0,4)$ dB en mode TE et TM, pour des pertes de fonction de $(0,65 \pm 0,12)$ dB et $(0,35 \pm 0,12)$ dB respectivement.

Nous avons consacré le chapitre IV aux effets non réciproques en optique guidée sous la forme d'un rotateur Faraday intégré. Après avoir décrit l'effet Faraday en espace libre, nous avons constaté les difficultés éprouvées pour l'intégration des rotateurs non réciproques en résumant l'état de la recherche sur ces dispositifs. Le composant que nous avons choisi d'étudier est une structure hybride entre un guide échangé et un superstrat magnéto-optique. Celui-ci est composé d'une matrice de silice dopée aux nanoparticules de ferrite de cobalt déposée par une méthode sol-gel. Après une étude des paramètres influant sur l'angle de rotation dans notre structure – le facteur de confinement dans la couche magnéto-optique et la biréfringence modale – nous avons validé notre approche en fabriquant un rotateur non réciproque à 50° . La mesure spectrale de la rotation Faraday nous a permis de conclure sur la faisabilité d'un isolateur large-bande dans notre configuration. Finalement, une étude expérimentale des pertes a démontré que l'hybridation n'induit pas de pertes supplémentaires dans notre composant, validant ainsi la méthode de dépôt de la couche magnéto-optique.

Le chapitre V est divisé en deux parties et présente les perspectives du projet. La première traite de la conception du dernier composant de l'isolateur optique intégré : le rotateur réciproque. Nous avons choisi d'étudier un dispositif à évolution de mode et avons détaillé le procédé de fabrication imaginé. Celui-ci utilise un champ électrique présentant une inhomogénéité transverse pour enterrer le guide d'ondes plus profondément d'un côté que de l'autre, générant ainsi une rotation des axes de polarisation du guide. Dans la seconde partie, nous présentons les étapes à suivre pour la co-intégration future des trois éléments de l'isolateur optique.

Publications liées à ces travaux

Articles dans des revues avec comité de lecture

2013	Photonics Technology Letters Volume 25, 23	Integrated broadband polarization splitters at 1550 nm made by ion-exchange on glass F. Parsy , E. Ghibaudo D. Jamon, F. Royer et J.-E. Broquin
2013	Journal of Lightwave Technology Volume 31, 19	Birefringence measurements in optical waveguides D. Jamon, F. Royer, F. Parsy , E. Ghibaudo et J.-E. Broquin
2011	Applied Physics Letters Volume 99, 25	Hybrid magneto-optical mode converter made with a magnetic nanoparticles-doped SiO ₂ /ZrO ₂ layer on an ion-exchanged glass waveguide H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, F. Parsy , J.-E. Broquin, S. Neveu et J.-J. Rousseau

Brevets nationaux

En cours de dépôt	Brevet	Dispositif optique rotateur de polarisation intégré dans un substrat de verre et procédé de fabrication de ce dispositif F. Parsy , E. Ghibaudo et J.-E. Broquin
-------------------	--------	--

Conférences internationales avec actes

Accepté 2014	SPIE Photonics West Présentation orale	Efficient magneto-optical mode converter on glass F. Royer, F. Parsy , J.-P. Garayt, D. Jamon, S. Neveu, E. Ghibaudo et J.-E. Broquin
2013	SPIE Photonics West Présentation orale	Low cross-talk glass integrated polarization splitter F. Parsy , E. Ghibaudo et J.-E. Broquin
2012	SPIE Photonics West Présentation orale	Magneto-optical mode conversion in a hybrid glass waveguide made by sol-gel and ion-exchange techniques F. Royer, H. Amata, F. Parsy , D. Jamon, E. Ghibaudo, J.-E. Broquin et S. Neveu

Conférences nationales

2013	Journées nationales de l'optique guidée Poster	Séparateur de polarisation large bande réalisé par échange d'ions sur verre et fonctionnant à $\lambda = 1550$ nm F. Parsy , E. Ghibaudo et J.-E. Broquin
2013	Journées nationales de l'optique guidée Poster	Mesure de la biréfringence de guides optiques non homogènes J.-P. Garayt, D. Jamon, F. Parsy , F. Royer, E. Ghibaudo et J.-E. Broquin

Bibliographie

- [1] T. H. Maiman, « Stimulated Optical Radiation in Ruby », *Nature* **187**(4736), 493-494 (1960).
- [2] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, John Wiley & Sons (2010).
- [3] R. W. Tkach et A. R. Chraplyvy, « Regimes of feedback effects in 1.5- μ m distributed feedback lasers », *Journal of Lightwave Technology* **4**(11), 1655-1661 (1986).
- [4] Thèse de T. Nappez, « Hybridation d'un module de pompe sur un substrat de verre pour application à un LiDAR embarqué », INP Grenoble - IMEP-LaHC (2012).
- [5] L. Bastard, J.-E. Broquin, F. Gardillou, C. Cassagnettes, et al., « Development of a ion-exchanged glass integrated optics DFB laser for a LIDAR application », *SPIE proceedings* **7218**, 721817-8 (2009).
- [6] Thèse de L. Onestas, « Intégration verticale d'une fonction dichroïque en optique intégrée sur verre », INP Grenoble - IMEP-LaHC (2010).
- [7] M. Shirasaki et K. Asama, « Compact optical isolator for fibers using birefringent wedges », *Applied Optics* **21**(23), 4296-4299 (1982).
- [8] Sosnowski, « Polarization mode filters for integrated optics », *Optics Communications* **4**(6), 408-412 (1972).
- [9] J. P. Castera et G. Hepner, « Isolator in integrated optics using the Faraday and Cotton-mouton effects », *IEEE Transactions on Magnetics* **13**(5), 1583-1585 (1977).
- [10] A. Morand, C. Sanchez-Perez, P. Benech, S. Tedjini, et al., « Integrated optical waveguide polarizer on glass with a birefringent polymer overlay », *IEEE Photonics Technology Letters* **10**(11), 1599-1601 (1998).
- [11] K. Ando, T. Okoshi, et N. Koshizuka, « Waveguide magneto-optic isolator fabricated by laser annealing », *Applied Physics Letters* **53**(1), 4-6 (1988).
- [12] T. Shintaku, « Integrated optical isolator based on nonreciprocal higher-order mode conversion », *Applied Physics Letters* **66**(21), 2789-2791 (1995).
- [13] T. Shintaku, « Integrated optical isolator based on efficient nonreciprocal radiation mode conversion », *Applied Physics Letters* **73**(14), 1946-1948 (1998).
- [14] N. Sugimoto, H. Terui, A. Tate, Y. Katoh, et al., « A hybrid integrated waveguide isolator on a silica-based planar lightwave circuit », *Journal of Lightwave Technology* **14**(11), 2537-2546 (1996).
- [15] Y. Okamura, T. Negami, et S. Yamamoto, « Integrated optical isolator and circulator using nonreciprocal phase shifters: a proposal », *Applied Optics* **23**(11), 1886-1889 (1984).
- [16] H. Yokoi, T. Mizumoto, N. Shinjo, N. Futakuchi, et al., « Demonstration of an Optical Isolator with a Semiconductor Guiding Layer that was Obtained by Use of a Nonreciprocal Phase Shift », *Applied Optics* **39**(33), 6158-6164 (2000).
- [17] J. Fujita, M. Levy, R. M. Osgood, L. Wilkens, et al., « Waveguide optical isolator based on Mach-Zehnder interferometer », *Applied Physics Letters* **76**(16), 2158-2160 (2000).
- [18] Y. Shoji, T. Mizumoto, H. Yokoi, I.-W. Hsieh, et al., « Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding », *Applied Physics Letters* **92**(7), 071117-071117-3 (2008).
- [19] N. Bahlmann, M. Lohmeyer, H. Dotsch, et P. Hertel, « Integrated magneto-optic Mach-Zehnder interferometer isolator for TE modes », *Electronics Letters* **34**(22), 2122 -2123 (1998).
- [20] S. Ghosh, S. Keyvaninia, Y. Shirato, T. Mizumoto, et al., « Optical isolator for TE polarized light realized by adhesive bonding of Ce:YIG on Silicon-on-Insulator waveguide circuits », *IEEE Photonics Journal* (2013).
- [21] Y. Sobu, Y. Shoji, K. Sakurai, et T. Mizumoto, « GaInAsP/InP MZI waveguide optical isolator integrated with spot size converter », *Optics Express* **21**(13), 15373-15381 (2013).

- [22] W. Zaets et K. Ando, « Optical waveguide isolator based on nonreciprocal loss/gain of amplifier covered by ferromagnetic layer », *IEEE Photonics Technology Letters* **11**(8), 1012 -1014 (1999).
- [23] W. Van Parys, B. Moeyersoon, D. Van Thourhout, R. Baets, et al., « Transverse magnetic mode nonreciprocal propagation in an amplifying AlGaInAs/InP optical waveguide isolator », *Applied Physics Letters* **88**(7), 071115-071115-3 (2006).
- [24] H. Shimizu et Y. Nakano, « Fabrication and characterization of an InGaAsP/InP active waveguide optical isolator with 14.7 dB/mm TE mode nonreciprocal attenuation », *Journal of Lightwave Technology* **24**(1), 38 - 43 (2006).
- [25] M.-C. Tien, T. Mizumoto, P. Pintus, H. Kroemer, et al., « Silicon ring isolators with bonded nonreciprocal magneto-optic garnets », *Optics Express* **19**(12) (2011).
- [26] L. Bi, J. Hu, P. Jiang, D. H. Kim, et al., « On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators », *Nature Photonics* **5**(12), 758-762 (2011).
- [27] Z. Yu et S. Fan, « Optical isolation based on nonreciprocal phase shift induced by interband photonic transitions », *Applied Physics Letters* **94**(17), 171116-171116-3 (2009).
- [28] L. Feng, M. Ayache, J. Huang, Y.-L. Xu, et al., « Nonreciprocal Light Propagation in a Silicon Photonic Circuit », *Science* **333**(6043), 729-733 (2011).
- [29] J.-D. Colladon, « Fontaine optique », *La Nature* (1884).
- [30] F. P. Kapron, D. B. Keck, et R. D. Maurer, « Radiation Losses in Glass Optical Waveguides », *Applied Physics Letters* **17**, 423-425 (1970).
- [31] S. E. Miller, « Integrated optics - An introduction », *Bell System Technical Journal* **48**, 2059-2069 (1969).
- [32] T. Kitagawa, F. Bilodeau, B. Malo, S. Theriault, et al., « Single-frequency Er³⁺-doped silica-based planar waveguide laser with integrated photo-imprinted Bragg reflectors », *Electronics Letters* **30**(16), 1311-1312 (1994).
- [33] S. B. Colak, M. B. Van Der Mark, G. W. t Hooft, J. H. Hoogenraad, et al., « Clinical optical tomography and NIR spectroscopy for breast cancer detection », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **5**(4), 1143-1158 (1999).
- [34] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, et al., « Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al⁺ Optical Clocks », *Physical Review Letters* **104**(7), 070802 (2010).
- [35] C. A. Barrios, M. J. Bañuls, V. González-Pedro, K. B. Gylfason, et al., « Label-free optical biosensing with slot-waveguides », *Optics Letters* **33**(7), 708 (2008).
- [36] S. Olivier, L. Delage, F. Reynaud, V. Collomb, et al., « MAFL experiment: development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked interferometer », *Applied Optics* **46**(6), 834-844 (2007).
- [37] R. Soref, « The Past, Present, and Future of Silicon Photonics », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **12**(6), 1678-1687 (2006).
- [38] E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, et al., « A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**(1), 69-82 (2000).
- [39] J.-E. Broquin, « Ion-exchanged integrated devices », *SPIE proceedings* **4277**, 105-117 (2001).
- [40] L. Pathé, « L'histoire du vitrail en Occident: de l'opacité à la transparence », *Suite101* (France), <<http://suite101.fr/article/lhistoire-du-vitrail-de-lopacite-a-la-transparence-a15720>> (5 septembre 2013).
- [41] W. H. Zachariasen, « The atomic arrangement in glass », *Journal of the american chemical society* **54**(10), 3841-3851 (1932).
- [42] A. Tervonen, B. R. West, et S. Honkanen, « Ion-exchanged glass waveguide technology: a review », *Optical Engineering* **50**(7) (2011).
- [43] T. Findakly, « Glass Waveguides By Ion Exchange: A Review », *Optical Engineering* **24**(2), 242244-242244 (1985).
- [44] R. H. Doremus, *Glass science*, 2nd éd. (1994).
- [45] Marcatili E.A.J., « Bends in optical dielectric guides », *Bell System Technical Journal* (1969).

-
- [46] Thèse de D. Bucci, « Mise au point d'un duplexeur pompe-signal à base de guides segmentés en optique intégrée sur verre », INP Grenoble - IMEP (2006).
- [47] H. Zamali et M. Jemal, « Phase diagrams of binary systems: $\text{AgNO}_3\text{-KNO}_3$ and $\text{AgNO}_3\text{-NaNO}_3$ », *Journal of Phase Equilibria* **16**(3), 235-238 (1995).
- [48] J. Albert et J. W. Y. Lit, « Full modeling of field-assisted ion exchange for graded index buried channel optical waveguides », *Applied Optics* **29**(18), 2798-2804 (1990).
- [49] A. Lupascu, A. Kevorkian, T. Boudet, F. Saint-Andre', et al., « Modeling ion exchange in glass with concentration-dependent diffusion coefficients and mobilities », *Optical Engineering* **35**(6), 1603-1610 (1996).
- [50] Thèse de J. Grelin, « Développement d'une technologie d'optique intégrée dans la bande spectrale comprise entre 2 et 4 micromètres », INP Grenoble - IMEP-LaHC (2007).
- [51] P. Lax et B. Wendroff, « Systems of conservation laws », *Communications on Pure and Applied Mathematics* **13**(2), 217-237 (1960).
- [52] D. W. Peaceman et H. H. Rachford, Jr., « The Numerical Solution of Parabolic and Elliptic Differential Equations », *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics* **3**(1), 28-41 (1955).
- [53] M. D. Feit et J. Fleck, « Light propagation in graded-index optical fibers », *Applied Optics* **17**(24), 3990-3998 (1978).
- [54] G. B. Hocker et W. K. Burns, « Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method », *Applied Optics* **16**(1), 113-118 (1977).
- [55] T. Lang, L. Thevenaz, Z. B. Ren, et P. Robert, « Cut-off wavelength measurements of Ti:LiNbO_3 channel waveguides », *Measurement Science and Technology* **5**(9), 1124-1130 (1994).
- [56] Thèse de T. Lang, « Etude des effets de polarisation dans des guides d'optique intégrée sur verre. Application: convertisseur de polarisation », INP Grenoble - LEMO (1997).
- [57] R. C. JONES, « A New Calculus for the Treatment of Optical Systems », *Journal of the Optical Society of America* **31**(7), 500-503 (1941).
- [58] Thèse de F. Gardillou, « Etude et réalisation de structures hybrides actives/passives en optique intégrée sur verre », INP Grenoble - IMEP-LaHC (2005).
- [59] D. Jamon, F. Royer, F. Parsy, E. Ghibaud, et al., « Birefringence Measurements in Optical Waveguides », *Journal of Lightwave Technology* **31**(19), 3151-3157 (2013).
- [60] Thèse de H. Amata, « Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre », Université Jean Monnet St Etienne (2012).
- [61] D. Johlen, H. Renner, et E. Brinkmeyer, « Measurement of the birefringence of UV-written channel silica waveguides by magnetooptic polarization-mode coupling », *Journal of Lightwave Technology* **18**(2), 185-192 (2000).
- [62] C. K. Madsen, « Optical all-pass filters for polarization mode dispersion compensation », *Optics Letters* **25**(12), 878-880 (2000).
- [63] R. A. Betts et F. Lui, « Broadband polarisation splitting couplers in ion-exchanged glass », *Electronics Letters* **26**(7), 450-452 (1990).
- [64] J. J. G. M. Van der Tol, J. W. Pedersen, E. G. Metaal, J. J.-W. Van Gaalen, et al., « A short polarization splitter without metal overlays on InGaAsP-InP », *IEEE Photonics Technology Letters* **9**(2), 209-211 (1997).
- [65] Y. Yue, L. Zhang, J.-Y. Yang, R. G. Beausoleil, et al., « Silicon-on-insulator polarization splitter using two horizontally slotted waveguides », *Optics Letters* **35**(9), 1364-1366 (2010).
- [66] Q. Tan, X. Huang, W. Zhou, et K. Yang, « A Plasmonic based Ultracompact Polarization Beam Splitter on Silicon-on-Insulator Waveguides », *Scientific Reports* **3** (2013).
- [67] L. M. Augustin, J. J. G. M. van der Tol, R. Hanfoug, W. J. M. de Laat, et al., « A Single Etch-Step Fabrication-Tolerant Polarization Splitter », *Journal of Lightwave Technology* **25**(3), 740-746 (2007).
- [68] I. Kiyat, A. Aydinli, et N. Dagli, « A compact silicon-on-insulator polarization splitter », *IEEE Photonics Technology Letters* **17**(1), 100-102 (2005).
-

- [69] Y. Shani, C. H. Henry, R. C. Kistler, et K. J. Orlowsky, « Four-port integrated optic polarization splitter », *Applied Optics* **29**(3), 337-339 (1990).
- [70] L. B. Soldano, A. I. de Vreede, M. K. Smit, B. H. Verbeek, et al., « Mach-Zehnder interferometer polarization splitter in InGaAsP/InP », *IEEE Photonics Technology Letters* **6**(3), 402-405 (1994).
- [71] D. Pérez-Galacho, R. Halir, A. Ortega-Moñux, C. Alonso-Ramos, et al., « Integrated polarization beam splitter with relaxed fabrication tolerances », *Optics Express* **21**(12), 14146-14151 (2013).
- [72] T. K. Liang et H. K. Tsang, « Integrated polarization beam splitter in high index contrast silicon-on-insulator waveguides », *IEEE Photonics Technology Letters* **17**(2), 393-395 (2005).
- [73] Y. Shi, D. Dai, et S. He, « Proposal for an Ultracompact Polarization-Beam Splitter Based on a Photonic-Crystal-Assisted Multimode Interference Coupler », *IEEE Photonics Technology Letters* **19**(11), 825-827 (2007).
- [74] Y. Huang, Z. Tu, H. Yi, Y. Li, et al., « Polarization beam splitter based on cascaded step-size multimode interference coupler », *Opt. Eng* **52**(7), 077103-077103 (2013).
- [75] D. Yap, L. M. Johnson, et G. W. Pratt, « Passive Ti:LiNbO₃ channel waveguide TE-TM mode splitter », *Applied Physics Letters* **44**(6), 583-585 (1984).
- [76] N. Goto et G. L. Yip, « A TE-TM mode splitter in LiNbO₃ by proton exchange and Ti diffusion », *Journal of Lightwave Technology* **7**(10), 1567-1574 (1989).
- [77] R. M. de Ridder, A. F. Sander, A. Driessen, et J. H. Fluitman, « An integrated optic adiabatic TE/TM mode splitter on silicon », *Journal of Lightwave Technology* **11**(11), 1806-1811 (1993).
- [78] T. Hayakawa, S. Asakawa, et Y. Kokubun, « ARROW-B type polarization splitter with asymmetric Y-branch fabricated by a self-alignment process », *Journal of Lightwave Technology* **15**(7), 1165-1170 (1997).
- [79] Y. Shani, C. H. Henry, R. C. Kistler, R. F. Kazarinov, et al., « Integrated optic adiabatic polarization splitter on silicon », *Applied Physics Letters* **56**(2), 120-121 (1990).
- [80] W. Burns et A. Milton, « Mode conversion in planar-dielectric separating waveguides », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **11**(1), 32-39 (1975).
- [81] F. J. Mustieles, E. Ballesteros, et P. Baquero, « Theoretical S-bend profile for optimization of optical waveguide radiation losses », *IEEE Photonics Technology Letters* **5**(5), 551-553 (1993).
- [82] J. C. Campbell, « Tapered waveguides for guided wave optics », *Applied Optics* **18**(6), 900-902 (1979).
- [83] Thèse de F. Royer, « Etude et application des effets magnéto-optiques dans les couches minces sol-gel dopées à l'aide de nanoparticules magnétiques », INP Grenoble - DIOM (2004).
- [84] M. Lohmeyer, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, H. Dötsch, et al., « Phase-matched rectangular magneto-optic waveguides for applications in integrated optics isolators: numerical assessment », *Optics Communications* **158**(1-6), 189-200 (1998).
- [85] V. Zayets, M. C. Debnath, et K. Ando, « Complete magneto-optical waveguide mode conversion in Cd_{1-x}MnxTe waveguide on GaAs substrate », *Applied Physics Letters* **84**(4), 565-567 (2004).
- [86] T. R. Zaman, X. Guo, et R. J. Ram, « Faraday rotation in an InP waveguide », *Applied Physics Letters* **90**(2), 023514-023514-3 (2007).
- [87] F. Royer, D. Jamon, J.-J. Rousseau, H. Roux, et al., « Magneto-optical nanoparticle-doped silica-titania planar waveguides », *Applied Physics Letters* **86**(1), 011107-011107-3 (2005).
- [88] H.-S. Kim, L. Bi, G. F. Dionne, et C. A. Ross, « Magnetic and magneto-optical properties of Fe-doped SrTiO₃ films », *Applied Physics Letters* **93**, 2506 (2008).
- [89] H. P. Fu, R. Y. Hong, Y. J. Wu, G. Q. Di, et al., « Preparation and Faraday rotation of Bi-YIG/PMMA nanocomposite », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**(21), 2584-2590 (2008).

-
- [90] A. Lopez-Santiago, P. Gangopadhyay, J. Thomas, R. A. Norwood, et al., « Faraday rotation in magnetite-polymethylmethacrylate core-shell nanocomposites with high optical quality », *Applied Physics Letters* **95**(14), 143302-143302-3 (2009).
 - [91] T. Shintaku, A. Tate, et S. Mino, « Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on Gd₃Sc₂Ga₃O₁₂ garnet substrates by sputter epitaxy », *Applied Physics Letters* **71**(12), 1640-1642 (1997).
 - [92] X. W. Zhang, S. Y. Zhang, et G. R. Han, « Growth and characterization of magneto-optical single-crystal ReYbBiIG with temperature-stabilized Faraday rotation », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **246**(1-2), 67-72 (2002).
 - [93] L. Bi, J. Hu, G. F. Dionne, L. Kimerling, et al., « Monolithic integration of chalcogenide glass/iron garnet waveguides and resonators for on-chip nonreciprocal photonic devices », *SPIE proceedings* **7941**, 794105-794105-10 (2011).
 - [94] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, et al., « Hybrid magneto-optical mode converter made with a magnetic nanoparticles-doped SiO₂/ZrO₂ layer coated on an ion-exchanged glass waveguide », *Applied Physics Letters* **99**(25), 251108-251108-4 (2011).
 - [95] F. Choueikani, F. Royer, D. Jamon, A. Sibli, et al., « Magneto-optical waveguides made of cobalt ferrite nanoparticles embedded in silica/zirconia organic-inorganic matrix », *Applied Physics Letters* **94**(5), 051113-051113-3 (2009).
 - [96] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, et al., « Hybrid magneto-optical mode converter made with a magnetic nanoparticles-doped SiO₂/ZrO₂ layer coated on an ion-exchanged glass waveguide », *Applied Physics Letters* **99**(25), 251108-251108-4 (2011).
 - [97] R. Massart, « Preparation of magnetite nanoparticules », *IEEE Transactions on Magnetics* **17**(1), 247-250 (1981).
 - [98] F. Gardillou, L. Bastard, et J.-E. Broquin, « 4.25 dB gain in a hybrid silicate/phosphate glasses optical amplifier made by wafer bonding and ion-exchange techniques », *Applied Physics Letters* **85**(22), 5176-5178 (2004).
 - [99] M. Casale, D. Bucci, L. Bastard, et J.-E. Broquin, « 1.55 μ m hybrid waveguide laser made by ion-exchange and wafer bonding », *SPIE proceedings* **8264**, 826409-826409-8 (2012).
 - [100] Thèse de F. Choueikani, « Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés », Université Jean Monnet St Etienne (2008).
 - [101] Thèse de R. Kékesi, « Experimental study of 3D magneto-photonic crystals made of silica inverse opals doped by magnetic nanoparticles », Université Jean Monnet St Etienne (2011).
 - [102] N. Krebs, « Masque permettant la fabrication d'un guide optique à enterrage variable et procédé d'utilisation dudit masque pour obtenir le guide à enterrage variable », U.S. Patent No. FR 2 836 558 - B1 (2002).
 - [103] Y. Shani, R. Alferness, T. Koch, U. Koren, et al., « Polarization rotation in asymmetric periodic loaded rib waveguides », *Applied Physics Letters* **59**(11), 1278 (1991).
 - [104] H. Heidrich, P. Albrecht, M. Hamacher, H.-P. Nolting, et al., « Passive mode converter with a periodically tilted InP/GaInAsP rib waveguide », *IEEE Photonics Technology Letters* **4**(1), 34-36 (1992).
 - [105] J. J. G. M. Van der Tol, F. Hakimzadeh, J. W. Pedersen, D. Li, et al., « A new short and low-loss passive polarization converter on InP », *IEEE Photonics Technology Letters* **7**(1), 32-34 (1995).
 - [106] V. P. Tzolov et M. Fontaine, « A passive polarization converter free of longitudinally-periodic structure », *Optics Communications* **127**(1-3), 7-13 (1996).
 - [107] Z. Huang, R. Scarmozzino, G. Nagy, J. Steel, et al., « Realization of a compact and single-mode optical passive polarization converter », *IEEE Photonics Technology Letters* **12**(3), 317-319 (2000).
 - [108] M. Kotlyar, L. Bolla, M. Midrio, L. O'Faolain, et al., « Compact polarization converter in InP-based material », *Optics Express* **13**(13), 5040-5045 (2005).
-

- [109] B. M. Holmes et D. C. Hutchings, « Realization of novel low-loss monolithically integrated passive waveguide mode converters », *IEEE Photonics Technology Letters* **18**(1), 43-45 (2006).
- [110] S.-H. Kim, R. Takei, Y. Shoji, et T. Mizumoto, « Single-trench waveguide TE-TM mode converter », *Optics Express* **17**(14), 11267-11273 (2009).
- [111] J. J. Bregenzler, S. McMaster, M. Sorel, B. M. Holmes, et al., « Compact Polarization Mode Converter Monolithically Integrated Within a Semiconductor Laser », *Journal of Lightwave Technology* **27**(14), 2732-2736 (2009).
- [112] T. Lang, F. Bahnmüller, et P. Bénéch, « New passive polarization converter on glass substrate », *IEEE Photonics Technology Letters* **10**(9), 1295 -1297 (1998).
- [113] T.-J. Wang et J.-S. Chung, « Wavelength-tunable polarization converter utilizing the strain induced by proton exchange in lithium niobate », *Applied Physics B* **80**(2), 193-198 (2005).
- [114] C. Van Dam, L. H. Spiekman, F. P. G. M. Van Ham, F. H. Groen, et al., « Novel compact polarization converters based on ultra-short bends », *IEEE Photonics Technology Letters* **8**(10), 1346-1348 (1996).
- [115] Thèse de M. R. Watts, « Polarization independent microphotonic circuits », Massachusetts Institute of Technology (2005).
- [116] J. Zhang, M. Yu, G.-Q. Lo, et D.-L. Kwong, « Silicon-Waveguide-Based Mode Evolution Polarization Rotator », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **16**(1), 53 -60 (2010).
- [117] A. W. Snyder et J. Love, *Optical Waveguide Theory*, Springer (1983).
- [118] F. Parsy, E. Ghibaudo, et J.-E. Broquin, « Dispositif optique rotateur de polarisation intégré dans un substrat de verre et procédé de fabrication de ce dispositif » brevet en cours de dépôt.